UNIV. OF
TORONTO
LIBRARY

Physical &
Applied Sci.
Serials

LE RADIUM

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE
THÉORIQUE & EXPÉRIMENTALE

COMITÉ SCIENTIFIQUE
Mme Curie - d'Arsonval - H. Becquerel
R. Blondlot - Debierne - Ch. Féry - Ch.-E. Guillaume
Langevin - Rubens - Rutherford - Sagnac - Villard

RÉDACTION
Jacques DANNE
Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris

TOME CINQUIÈME
1908

PUBLIÉ POUR LES MÉMOIRES ORIGINAUX AVEC LA COLLABORATION DE MM. :
J. Becquerel. — A. Blanc. — E. Bloch. — L. Bloch. — Bosler. — Bragg. — Brochet. Cameron. — J. Chaudier. — Crowther. — Mme Curie. — Dadourian. — J. Danne. — Dewar Duane. — A. Dufour. — Féry. — Mlle Gléditsch. — E. Henriot. — Hurmuzescu. Kamerlingh Onnes. — Lattès. — Mc Lennan. — Lodge. — Matout. — Moore. — Moulin. Ponchon. — Ramsay. — Reboul. — Rothé. — Royds. — Rutherford. — Salles. Soddy. — H. Starke. — Strutt. — Szilard. — J Thomson. — Villard. — Wulf. — Zeeman.

POUR LES ANALYSES DE TRAVAUX
E. Bauer. — L. Bloch — L. Dunoyer. — L. Matout. — M. Moulin. — H. Mouton.

99601
18/11/09

PARIS
MASSON ET CIE, ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

Digitized by the Internet Archive
in 2009 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/radiumlaradioact05pari

Tome cinquième. 5e Année. N° 1. Janvier 1908.

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

MÉMOIRES ORIGINAUX

Étude sur le Radioplomb

Par B. SZILARD

[Faculté des Sciences de Paris. Laboratoire de Mme Curie.]

On sait, qu'on désigne sous le nom de « radioplomb » une substance dont on a pu séparer ultérieurement les radiums D, E et F. Pour la séparation de ces substances du plomb, on a déjà utilisé des méthodes très diverses. Les résultats obtenus ont montré qu'il est très facile de concentrer le polonium (Ra F) et que la même opération réussit plus difficilement avec le radium D.

En effet, les expériences décrites plus loin ont montré que le radium D est tellement analogue au plomb, au point de vue chimique, qu'il est très difficile de trouver une réaction simple qui puisse servir de méthode de concentration.

Bien que les méthodes employées dans ce travail ne soient pas applicables à la concentration pratique des radiums D, E, ou F, il me semble que l'étude de la façon dont ces trois éléments se séparent, lorsqu'on les soumet à certaines réactions chimiques, peut être caractéristique de leurs propriétés chimiques.

Pour donner des résultats plus nets, il est utile d'indiquer la concentration relative des substances employées. Dans les réactions chimiques, les équilibres jouent toujours un rôle capital. C'est la raison pour laquelle on ne peut pas toujours continuer par une même méthode une concentration quelconque. Une réaction peut avoir lieu dans un certain cas de concentration sans qu'on la puisse constater en opérant avec une matière plus ou moins étendue, ou sans qu'on la puisse faire avec le même rendement, si la concentration est plus avancée.

En donnant toujours l'activité, on a une première approximation proportionnelle à la teneur en substance active : avec une unité comparable quelconque, il sera toujours possible d'interpréter les résultats souvent différents de différents auteurs.

Produit employé. — La matière utilisée dans ces expériences était une substance plusieurs fois cristallisée dont le produit primitif avait été obtenu par le procédé suivant : on a fait bouillir un résidu de traitement de la pechblende avec de la lessive de soude et du carbonate de soude. On a précipité ensuite la liqueur sodique par le sulfure de sodium. Le sulfure de plomb ainsi obtenu a été transformé en azotate. Pour séparer le bismuth on a évaporé la dissolution à sec, repris par l'eau et mis à cristalliser.

Les cristaux bruts en équilibre radioactif avaient une activité totale égale à 27, dont l'activité due aux rayons β était de 1 unité. (Cette unité employée aussi dans ce qui suit est la onzième partie environ de l'activité de l'oxyde d'uranium noir.)

Essai de cristallisation.

a) **Cristallisation de l'azotate de plomb.** — La matière primitive était soumise quatre fois à la

[illegible] seizième partie environ de la matière primitive.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	27	1	27	1
[illegible]	[illegible]	1	27	1
[illegible]	8	1	28	1
3e fraction . . .	5	0.9	29	1.1
[illegible]	4	0.9	29	1.1

b) **Cristallisation en solution acide.** — La dissolution d'azotate de plomb était précipitée par l'acide azotique concentré. La même opération était répétée deux fois sur la dissolution des cristaux obtenus. Les résultats ont montré que le radium D ne se sépare pas du plomb. Les radiums E et F se séparent beaucoup plus rapidement et plus facilement que dans une dissolution neutre; ceux-ci restent dans la liqueur, alors que le radium D en quantité un peu plus grande reste dans les cristaux avec le plomb.

c) **Cristallisation du chlorure de plomb.** — La matière primitive était différente de celle employée dans l'essai précédent. Elle était enrichie en radiums E et F, par la méthode des carbonates. Le carbonate était transformé en chlorure puis dissout dans l'eau chaude dont on précipitait le chlorure de plomb par l'acide chlorhydrique.

La même opération était répétée sur les autres cristaux obtenus. Les cristaux et les eaux mères étaient réunis séparément et desséchés.

On a obtenu les résultats résumés dans le tableau [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	85.5	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Conclusions :

Le radium D ne se sépare pas du plomb ni par cristallisation, ni par dissolution acide, ni par dissolution neutre, que le sel présent soit l'azotate ou le chlorure. Inversement, la cristallisation dans une solution acide, peut servir pour la séparation des radiums E et F du radium D, surtout à l'état de chlorure.

Essais divers.

Essai au sulfovinate de soude. — Dans une solution d'azotate de plomb actif, la solution de sulfovinate de soude purifiée donne un précipité très fin, au bout d'un certain temps. Ce précipité est très actif.

Jours	Activité $\alpha + \beta$	Activité β
1	1 000	20
5	1 050	18
150	[illegible]	0.02

On voit que le précipité ne contient que les radiums E et F, et n'a que des traces de radium D.

Expérience avec l'acide sulfurique concentré. — Une grande quantité de carbonate de plomb était chauffé avec de l'acide sulfurique concentré. La liqueur filtrée était évaporée à sec.

On a pu constater que la quantité du radium D dissoute était plus grande que celle qui correspondait à l'équilibre des radiums E et F présents. Cependant le produit n'était que peu enrichi en radium D.

Précipitations par la carbamide. — Si l'on mélange une dissolution assez étendue de carbamide avec une dissolution d'azotate de plomb, on obtient un léger précipité dont la teinte est rosâtre. Ce précipité est très actif. Il contient la plus grande partie des radiums E et F sans qu'il les puisse contenir totalement, quelle que soit la quantité de précipité.

La quantité de précipité n'étant pas suffisante pour permettre d'effectuer une analyse, on a fait cristalliser plusieurs fois la carbamide pour rechercher si la matière précipitante était la carbamide ou bien une impureté quelconque :

La carbamide recristallisée n'a donné aucun précipité dans la dissolution.

Nous reparlerons plus tard des propriétés de ce corps, qui sont tout à fait analogues au point de vue de leur activité, à celle d'une autre substance obtenue avec le carbonate d'ammoniaque, bien que leurs propriétés chimiques semblent différentes.

Le précipité ne se forme que dans une dissolution complètement neutre : si la dissolution est alcaline ou acide la formation du précipité est empêchée.

Précipitations par le carbonate d'ammoniaque. — En précipitant l'azotate de plomb par une toute petite quantité de carbonate d'ammoniaque on obtient un précipité blanc renfermant une grande partie de radiums E et F et ne contenant que des traces de radium D. Au point de vue de la radioactivité, les propriétés de ce corps sont complètement identiques à celles du corps obtenu avec l'urée, mais le rendement n'est pas si avantageux. Ainsi, dans ce cas, il est possible d'obtenir un précipité d'une activité totale de quatre mille unités; alors que dans les mêmes circonstances le précipité formé par le carbonate a une activité de mille unités environ.

Pour voir si les séparations faites par la carbamide ou par le carbonate d'ammoniaque étaient qualitativement analogues, on a comparé les activités des deux produits.

Temps	Précipité obtenu avec la carbamide	Précipité obtenu avec le carbonate d'ammoniaque
Jours	activité %	activité %
1	10	7.5
2	9.8	5.0
5	6.2	4.8
15	2.0	1.5
19	1.0	0.7

En général, si l'on augmente la quantité de carbonate servant à la précipitation on obtiendra des fractions de moins en moins riches en radiums E et F, qui en même temps commencent à s'enrichir en radium D en quantité relativement notable. Ce cas est surtout net si la dissolution contient une certaine quantité de fer, et si le précipité reste en contact avec la liqueur pendant un certain temps. La matière, ayant servi dans l'essai de cristallisation du chlorure, était obtenue par cette méthode.

La réaction avec le carbonate d'ammoniaque est très intéressante au point de vue suivant : il semble qu'il y a une véritable réaction chimique et non pas un entraînement comme les réactions connues en général pour les radio-éléments. J'ai pu observer deux faits qui semblent confirmer qu'on a à faire de véritables réactions.

a) On a pu remarquer que le précipité filtré immédiatement après la réaction a une activité à peu près égale à celle que possède un autre précipité obtenu d'une façon analogue, mais séparé plusieurs jours après la réaction.

On a opéré de la manière suivante :

Trois portions égales de la dissolution d'azotate de plomb, dont la concentration était tout à fait identique, étaient mélangées avec la même quantité d'une dissolution de carbonate d'ammoniaque. L'une des dissolutions était filtrée au bout d'une journée, la deuxième et la troisième épreuve restaient en contact avec sa liqueur et n'était filtrée et desséchée qu'au bout de huit et de treize jours respectivement. L'activité était suivie pendant vingt jours.

On a obtenu les nombres suivants :

Temps en jours	Activité % du précipité séparé		
	Au bout d'un jour	Au bout de 8 jours	Au bout de 13 jours
1	6.7		
2			
3	6.5		
4			
5		»	»
6	5.55		»
7	5.52		»
8	2,6	5,88	
9		4,8	
10	2,5		
11		4,6	
12	2,17		
13	1,6	3,55	5,28
14		2,5	3,9
15	1,42		
16	1,22	2,3	3,45
17	1,11	1,8	2,8

Les courbes figurent la marche du phénomène (fig. 1).

Comme on le voit, l'activité des précipités en dissolution ne baisse pas sensiblement, bien que cette baisse soit très remarquable après séparation.

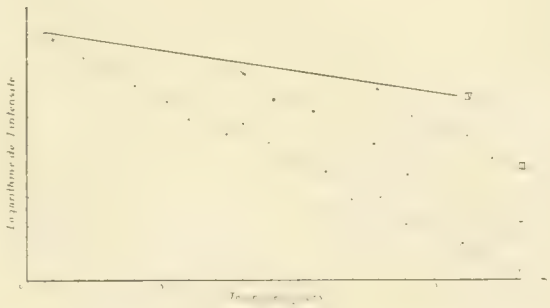


Fig. 1.

Courbes I, II, III : diminution de l'activité du précipité séparé de son eau mère.

Courbe IV : diminution de l'activité du précipité restant en contact avec son eau mère.

On ne peut interpréter autrement le phénomène qu'en admettant que le précipité qui s'est formé et qui contient les radiums D, E, F, et une quantité relativement grande de plomb, se décompose quand il est séparé; mais, grâce à la décomposition de la matière solide et à la formation de cette même matière dans le liquide, l'équilibre devient peu à peu instable, et

[illegible]

Il est très facile d'expliquer la légère baisse qui [illegible]. Le précipité étant lourd reste au fond du vase et, comme il n'est jamais agité, le déplacement des ions est forcément beaucoup plus difficile et l'équilibre plus lent à s'établir. [illegible] que, si l'on faisait la même expérience dans un vase continuellement agité, l'activité resterait complètement constante.

Pour vérifier cette hypothèse on a encore fait l'expérience suivante : Une dissolution d'azotate de plomb actif était mélangée avec une certaine quantité de [illegible] par S dans le cas précédent, il était exact que le carbonate de plomb ait précipité continuellement le radium E qui se forme, cette précipitation devait se faire dans le cas actuel : L'expérience a confirmé le fait ; le carbonate filtré et desséché s'est montré très actif. Cette expérience serait le premier exemple [illegible] *équilibre chimique en fonction* [illegible]

Étude de la réaction $PbNa^2(S^2O^3)_2 \rightarrow PbS + S$. — Si l'on fait une dissolution d'azotate de plomb et qu'on y ajoute un excès d'hyposulfite de soude, il se forme un sel double d'hyposulfite de soude et de [illegible] Cette dissolution se décompose spontanément en donnant un précipité noir qui est constitué par un mélange de sulfure de plomb et de soufre. Hofmann et [illegible] ont observé que si l'on emploie un sel du plomb radioactif, le précipité se formant au début est plus actif que les fractions suivantes. Pour déterminer la valeur de cette méthode et pour préciser les conditions de l'expérience, on a refait cette étude. On a pu constater que :

1° La filtration du liquide influence avantageusement la formation du précipité, surtout au début ;

2° La lumière forte influence aussi avantageusement la production du précipité, mais les produits de réaction sont différents de ceux obtenus dans les circonstances normales, parce que la couleur du pro- [illegible]

3° La décomposition est beaucoup plus rapide au [illegible]

[illegible]

[illegible] fractions n'ont pas présenté une différence remar- [illegible]

Ces trois fractions ont été obtenues à peu près en mêmes quantités ; leur activité était suivie pendant 180 jours. L'activité totale a augmenté pendant un certain temps dans chaque cas, cependant l'activité β a baissé. Cette baisse était très forte pour les deux dernières fractions mais n'était que relativement légère pour le précipité obtenu tout au début.

Les nombres obtenus sont de l'ordre suivant :

Temps en jours	Logarithmes de l'intensité					
	1re fraction		2e fraction		3e fraction	
	rayons α + β	rayons β	rayons α + β	rayons β	rayons α + β	rayons β
1	2.05	1.07	1.69	0,96	1.61	0.94
190	2.26	0.72	1.52	0.05	1.48	0.02

Les courbes données montrent la marche de la baisse d'activité.

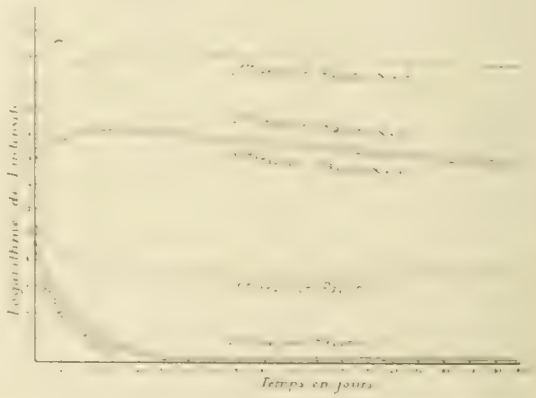


Fig. 2.

Courbes d'activité de produits de la réaction $PbNa^2(S^2O^3)_2 \rightarrow PbS + S$

On voit que la première fraction contient une certaine quantité de radium D alors que les deux dernières fractions n'en contiennent que très peu. Des résultats obtenus on peut conclure que la première fraction enlève alors une bien plus grande quantité de radiums E et F que celle qui correspondrait à l'équilibre du radium D également enlevé. Mais cette activité disparaît peu à peu et à la fin la matière arrive à son état d'équilibre radioactif.

La loi de la baisse d'activité confirme cette hypothèse, car l'activité β observée, diminuée de la valeur de l'activité β qui reste à peu près constante, correspond à la baisse du radium E.

Le phénomène est représenté sur la figure 3.

On peut alors constater que :

1° La première fraction est la plus active ; elle contient le radium D en quantité 5 à 7 fois plus grande ;

2° Les deux dernières fractions ont une activité à peu près égale, mais elles ne contiennent que très

peu de radium D. En outre, la liqueur contient encore la plus grande partie du radium D ;

3° En transformant la première fraction en azo-

Fig. 3.

Courbe de la première fraction : activité β observée diminuée de la valeur de l'activité β relativement constante.

tate, on peut répéter la précipitation qui donne un rendement meilleur.

4° On a pu observer dans certains cas que la lumière influencait avantageusement la réaction au point de vue de la séparation des substances actives.

Étude sur l'entraînement.

On a fait une série d'expériences pour déterminer les matières qu'on peut enlever par entraînement. La matière qui est la plus sensible à ce point de vue est le polonium. Il est très facile de trouver des cas simples, quand l'activité γ du corps ainsi obtenu a une valeur de 500-1000 unités. Ces corps ne contiennent que peu de radium E et en général pas du tout de radium D.

Pour effectuer un tel entraînement on mélange par exemple une petite quantité d'azote d'uranyle avec une dissolution d'azotate de plomb et on y ajoute ensuite un peu d'eau oxygénée. Au bout d'une heure on a déjà un léger précipité d'hyperoxyde d'uranium, qui entraîne une partie du polonium et un peu de radium E.

Quelquefois il n'est pas nécessaire de faire une réaction pour entraîner la substance. Il est dans certain cas suffisant d'y ajouter une matière en suspension. Par exemple en ajoutant de l'hydrate de thorium dans la dissolution et en agitant on obtient une substance très fortement active en rayons γ. Dans ces conditions le radium E n'est entraîné qu'en petite quantité.

Je dois encore ajouter que la constante de temps du radium E correspondait dans certains cas au radium E_1, dans d'autres au radium E_2. J'ai même observé quelquefois un nombre intermédiaire entre les constantes de E_1 et de E_2.

En terminant, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Mme Curie et à M. Debierne pour la grande bienveillance avec laquelle ils me sont venus en aide au cours de ce travail.

Reçu le 12 janvier 1908.

Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide

Par Jean BECQUEREL,

Ingénieur des ponts et chaussées. Assistant au Muséum.

I. — *Avant-propos.*

On sait que les cristaux de *xénotime* et de *tysonite* possèdent des bandes d'absorption variables sous l'action d'un champ magnétique[1]. Bien que ce phénomène soit de même nature que l'effet découvert par M. Zeeman dans les spectres des vapeurs incandescentes, il présente avec le phénomène de Zeeman un certain nombre de différences dont les plus fondamentales sont les suivantes :

1° L'ordre de grandeur des déplacements est pour beaucoup de bandes notablement supérieur à l'ordre de grandeur de l'effet observé dans les vapeurs. L'écartement des composantes de quelques doublets dépasse en effet, 1$^{\mu\mu}$ dans un champ de 30 000 gauss (xénotime, bandes 642$^{\mu\mu}$,27 et 643$^{\mu\mu}$,45).

2° Lorsque l'axe optique du cristal et le faisceau lumineux sont parallèles aux lignes de force d'un champ magnétique, les bandes correspondant à l'absorption de vibrations circulaires d'un sens déterminé sont déplacées aussi bien vers les petites que vers les grandes longueurs d'onde. Au contraire, dans toutes les manifestations actuellement connues du phénomène de Zeeman, les raies d'absorption de vibrations circulaires ayant le sens du courant magnétisant sont toujours déplacées vers les petites longueurs d'onde et l'on a conclu de ce fait que les spectres *de*

1. *Le Radium*, 4, n° 2, p. 49 et n° 3, p. 107.

[illegible] à des vibrations d'électrons négatifs.

[illegible] de la variabilité [illegible] du xénotime, j'ai, dès les premières expériences, émis les hypothèses [illegible] pourrait être dû à des variations non seulement dans l'intensité, mais [illegible] à l'intérieur [illegible] plus vraisemblable [illegible] admettant que certaines bandes correspondent à des vibrations *d'électrons* [illegible] présent dans les phénomènes magnéto-optiques[1]. »

D'après cette dernière hypothèse les bandes d'absorption des cristaux sont dues les unes à des électrons négatifs, les autres à des électrons positifs. Le rapport de la charge à la masse de ces électrons, variable d'une bande à l'autre, est pour certaines bandes, de l'une ou de l'autre espèce, neuf fois supérieur au rapport de la charge à la masse des corpuscules cathodiques.

Cette interprétation, qui paraît la plus simple dans les théories actuelles, heurte les idées généralement acceptées aujourd'hui par la plupart des physiciens : en effet, d'une part tous les électrons négatifs sont considérés comme identiques aux corpuscules cathodiques ou aux rayons β ; d'autre part les ions positifs jusqu'à présent obtenus, loin de posséder une masse plus petite que celle des corpuscules cathodiques, se distinguent au contraire des électrons négatifs par une valeur beaucoup plus faible du rapport de la charge à la masse. On n'a encore jamais observé d'électrons positifs, ne différant des électrons négatifs que par le signe de leur charge ; on a seulement été conduit, dans certaines théories des métaux et en particulier pour rendre compte de la variabilité du sens de l'effet Hall, à admettre la possibilité de l'existence de ces électrons positifs, sans toutefois pouvoir expliquer pour quelle raison, s'ils existent, ils ne se révèlent pas dans les mêmes conditions que les électrons négatifs.

L'hypothèse de la variabilité de l'intensité et du sens de l'induction magnétique à l'intérieur de certaines régions moléculaires permet d'expliquer les phénomènes observés dans les cristaux, sans attaquer l'invariabilité [illegible] et sans supposer l'existence d'électrons positifs. Aussi cette hypothèse a-t-elle paru [illegible]

Il était important de remarquer que les cristaux étudiés renferment des corps paramagnétiques (erbine, [illegible]

1. [illegible]
2. [illegible] *Gottingen.*, 1906, Heft 5.
3. [illegible] 20 [illegible]

quelques-uns des effets inattendus qui ont été observés. Il est en effet bien évident qu'un champ extérieur, modifiant le mouvement des électrons absorbants, change le champ magnétique produit par leurs vibrations, et par suite qu'il existe une liaison entre les modifications des bandes d'absorption dans un champ magnétique et les propriétés magnétiques des corps.

D'après la loi de Curie, la susceptibilité paramagnétique est inversement proportionnelle à la température absolue, tandis que le diamagnétisme est indépendant de la température. Cette loi établit une séparation radicale entre les deux effets, et, pour rechercher si les déplacements des bandes se rattachent à l'un ou à l'autre phénomène, il importait de voir si les variations de température ont ou n'ont pas d'influence sur les changements de période des électrons absorbants sous l'action d'un champ extérieur.

Je montrerai que ces *changements de période sont, dans la limite de précision des mesures, indépendants de la température et doivent être rapprochés du diamagnétisme, dont ils sont probablement la cause première*[1].

II. — *Emploi des très basses températures pour l'analyse spectrale et pour l'étude des phénomènes magnéto-optiques.*

Les expériences ainsi entreprises dans le but de rechercher si les déplacements des bandes, sous l'influence d'un champ magnétique, dépendent ou non de la température, m'ont conduit à observer un phénomène d'une toute autre nature, qui a fait l'objet d'un travail récemment publié[2], dont je rappellerai les principaux résultats.

Sous l'action d'une élévation de température les bandes d'absorption s'étalent et deviennent floues. Un refroidissement produit l'effet inverse et, à la température de l'air liquide, les bandes des cristaux de terres rares prennent une netteté tout à fait remarquable. La plupart des bandes deviennent beaucoup plus intenses qu'à la température ordinaire, certaines d'entre elles se résolvent en composantes, enfin un certain nombre de bandes nouvelles apparaissent.

L'étude de ce phénomène dans les cristaux a montré que la largeur des bandes varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue et la mesure de la dispersion anomale a permis de calculer à diverses températures les constantes diélectriques correspondant à différentes bandes, et d'en déduire la charge totale et la masse totale, par centimètre cube des électrons absorbants produisant une bande déterminée. Toutes ces quantités augmentent en général lorsque la température s'abaisse jusqu'à [illegible] 190°.

1. [illegible] *Journ. de Phys.* 4e série, 4, 1906, [illegible]
2. *Le Radium*, 4, n° 9, page 528.

Des recherches nouvelles ont étendu aux *solutions solidifiées* les résultats obtenus avec les cristaux naturels[1]. Les solutions de sels de terres rares, observées avec un spectroscope assez dispersif, présentent, à la place des groupes de bandes assez nettes des cristaux contenant les mêmes corps, de larges bandes floues qui ont, dans les conditions ordinaires, un aspect plus ou moins dissymétrique et à l'intérieur desquelles on entrevoit quelquefois plusieurs maxima.

Les solutions de sels de didyme, erbium, samarium, etc., dans les divers alcools ou dans l'eau additionnée d'alcool, restent liquides jusqu'à très basse température, puis deviennent visqueuses et se solidifient complètement à une température supérieure à celle de l'air liquide en restant transparentes. Les larges bandes observées à la température du laboratoire se trouvent, à — 188°, séparées en nombreuses composantes parfois très nettes et intenses. On obtient donc, comme dans les cristaux, un rétrécissement des bandes accompagné d'une très grande augmentation d'intensité.

Ce phénomène, qui est général et qui se manifeste également avec les solutions alcooliques des matières colorantes, est susceptible d'applications considérables pour l'étude des spectres d'absorption.

En particulier, la résolution des bandes d'absorption montre tout le parti qu'on peut tirer de l'analyse spectrale aux très basses températures pour la recherche et l'isolement des terres rares.

Dans le présent mémoire, nous nous occuperons seulement de l'application de ce phénomène à l'étude des déplacements des bandes dans un champ magnétique. Les bandes des solutions étant, à la température ordinaire, larges et partiellement superposées, il est impossible d'observer leurs déplacements sous l'influence du magnétisme. A très basse température, grâce aux rétrécissements qui séparent les diverses bandes; et grâce à l'augmentation d'intensité qui permet de voir ces bandes sous la faible épaisseur nécessaire pour obtenir un champ intense, il a été possible de constater qu'un grand nombre de bandes des sels de didyme et d'erbium en solutions sont variables dans un champ magnétique.

III. — *Variation des bandes d'absorption des cristaux de terres rares dans un champ magnétique, à la température de l'air liquide.*

1° Dispositif. — Le spectrographe, qui a servi à l'étude des phénomènes magnéto-optiques, a été précédemment décrit[2] (réseau plan de Rowland, à 568 traits au millimètre et 8 centimètres de largeur, objectif de 1^m30, de distance focale). La seule modification consiste dans le dispositif employé pour porter les substances à très basse température. La lame cristalline[1] est maintenue par une pince à l'extrémité d'une tige de verre, dans un tube à enceinte de vide, à l'intérieur duquel on verse de l'air liquide. La lame pouvant être très étroite, la partie du tube où elle se trouve est rétrécie de manière à avoir 3 à 4 millimètres de diamètre intérieur et 7 à 8 millimètres de diamètre extérieur, y compris l'espace vide. On peut ainsi rapprocher suffisamment les pôles d'un électro-aimant Weiss et obtenir un champ assez intense. Dans les expériences qui vont être décrites, j'ai pu réaliser un champ maximum de 18000 gauss avec des pôles pleins à extrémité tronconique et de 15000 gauss avec des pôles percés. Je suis parvenu depuis quelques jours à faire réduire encore le diamètre extérieur du tube à air liquide, afin de rapprocher davantage les pôles, et à modifier la forme de la partie élargie de ce tube, de manière à employer les bobines supplémentaires de l'électro-aimant.

2° Propagation de la lumière dans une direction parallèle aux lignes de force d'un champ magnétique. — Lorsque l'axe optique d'un cristal uniaxe et le faisceau lumineux sont parallèles aux lignes de force d'un champ magnétique, les bandes se séparent en deux composantes qui correspondent à des vibrations circulaires inverses. Si l'on dispose devant la fente du spectroscope un rhomboèdre de spath précédé d'une lame quart d'onde, permettant d'obtenir dans l'oculaire deux plages contiguës et d'analyser à la fois deux vibrations circulaires inverses, on voit les bandes se déplacer en des sens opposés dans les deux plages.

Pour toutes les bandes sensibles du xénotime et de la tysonite, l'écart des composantes dans un champ déterminé est invariable quelle que soit la température.

La bande $522^{\mu\mu},15$ du xénotime, fine et particulièrement sensible au champ magnétique, se prête à des mesures précises. Une expérience très rigoureuse peut être faite de la manière suivante : la lame cristalline est soumise au champ magnétique à la température ordinaire; on projette sur la fente du spectrographe l'image de cette lame, sans interposer d'analyseur, et on photographie le doublet obtenu. Sans déplacer le cristal et sans toucher au spectrographe ni à la plaque photographique, on verse de l'air liquide dans le tube et on projette l'image du cristal sur la fente, de manière à juxtaposer le spectre à basse température et le spectre à la température ordinaire. Comme le cristal n'a pas été déplacé, on est bien certain d'avoir exactement le même champ magnétique dans les deux opérations; on constate sur le cliché que

1. *C. R. de l'Acad. des Sc.*, 9 et 30 décembre 1907.
2. *Le Radium*, 4, n° 2, page 49, et n° 9, page 551.

1. Les lames des divers cristaux ont été très habilement taillées par M. Wernem.

[illegible] L'écart [illegible] des [illegible] est [illegible] du [illegible] se déplace [illegible] sous l'influence d'un refroidissement. Cette expérience peut d'ailleurs être répétée pour toutes les bandes et l'on observe toujours l'invariabilité des décalages entre les composantes correspondant à deux vibrations circulaires inverses.

[illegible] dans la limite de [illegible] les changements de pe[illegible] sous l'influence d'un champ magnétique, sont indépendants de la température.

Nous [illegible] la réponse à la question qui [illegible] les expériences. *Même dans les corps paramagnétiques, les déplacements des bandes constituent un phénomène de diamagnétisme, indépendant des variations du paramagnétisme sous l'influence des changements de température.*

Xénotime. — Les figures 1, 2 et 3 représentent, pour trois groupes du xénotime, les décalages entre

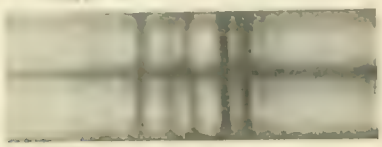


Fig. 1. — Xénotime. Vibrations circulaires inverses.
[illegible] 2e spectre [illegible] Rowland. Groupe vert-bleu.
[illegible] 1re [illegible] 6944,16
[illegible] 4856,0
[illegible] 15000 gauss
[illegible] Air liquide.

les composantes correspondant à des vibrations circulaires inverses. Ces figures doivent être rapprochées des figures 5, 6 et 7 du mémoire publié précédemment dans le *Radium* (t. IV; p. 53; février 1907);

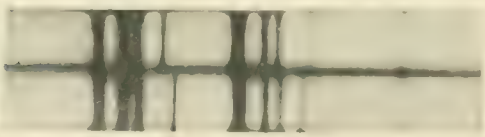


Fig. 2. — [illegible]

[illegible] photographiquement [illegible] avec la [illegible] de [illegible] 8 [illegible] On voit combien le phénomène est plus net à basse température; en particulier si l'on compare la figure 1 ci-contre à la figure 5 du précédent mémoire, on observe à la température de — 188° plusieurs bandes

Fig. 3. — Xénotime. Vibrations circulaires inverses.
[illegible] 2e spectre [illegible] Rowland. Groupe rouge.
[illegible] 1re représente 6942,52
[illegible] *b* [illegible] *c* 6659,9 *d* 6589,10
Champ magnétique environ 15000 gauss
Température de l'air liquide

fines qui dans les conditions ordinaires empiétaient les unes sur les autres, ou même étaient invisibles.

Dans la figure 2 se trouve la bande très sensible 5222,15 (*b*) sur laquelle j'ai attiré l'attention quelques lignes plus haut.

J'ai donné précédemment pour plusieurs groupes du xénotime les valeurs des décalages entre les composantes des bandes; bien que les mesures faites à la température de l'air liquide soient plus précises et aussi plus complètes puisqu'elles peuvent être étendues à des bandes primitivement invisibles, je ne publierai pas maintenant de nouveaux résultats numériques relatifs au xénotime. En effet nous devons, le professeur Kamerlingh Onnes et moi, reprendre ces recherches au laboratoire cryogène de l'Université de Leyde, aux températures considérablement plus basses obtenues au moyen de l'hydrogène liquide. Si les difficultés expérimentales n'apportent pas un obstacle à l'observation du phénomène aux plus basses températures actuellement réalisables, les résultats numériques comporteront une précision encore beaucoup plus grande.

Je me bornerai donc pour l'instant à décrire quelques modifications difficilement visibles à la température ordinaire et qui apparaissent nettement à la température de l'air liquide.

J'avais précédemment signalé (*Radium*, t. IV, p. 54) qu'une bande du xénotime (6574,16) se déplace du côté du rouge dans chacune des deux plages, quel que soit le sens du champ, et que les deux composantes possèdent une différence d'intensité sans qu'on puisse observer d'une manière certaine un décalage entre elles. J'avais interprété les observations en émettant l'hypothèse d'une orientation des trajectoires des électrons sous l'influence du champ magnétique.

L'explication véritable est toute autre : on voit sur la figure 6 (Sp. 1, (*b*)) que la bande en question est double; celle des deux bandes qui a la plus faible longueur d'onde est très sensible alors que la seconde se déplace très peu dans le champ magnétique; les

milieux des deux bandes se rapprochent alors dans l'une des deux plages et s'éloignent dans l'autre plage; cet effet produit l'apparence qui avait été observée à la température du laboratoire.

L'abaissement de température a révélé une modification d'un type nouveau qui n'a pas encore, à ma connaissance, été observé dans les manifestations du phénomène de Zeeman. Les deux composantes circulaires d'un grand nombre de bandes, tout en présentant entre elles des décalages plus ou moins grands, prennent en même temps une très notable différence d'intensité. Parmi ces bandes je citerai les suivantes : 485μμ,5; 485μμ,6; 486μμ,0 (figure 1 (*a*), (*b*), (*c*)), 525μμ,17 (fig. 2 (*c*)); 642μμ,5; 643μμ,4; 645μμ,2; 646μμ,6; 654μμ,7; 655μμ,9; les deux dernières bandes, extrêmement fines, ont des composantes d'intensités très différentes; le phénomène est visible sur la figure 5 en (*b*) et (*c*).

Nous venons de voir que, pour la bande 657,1 dont les composantes sont très inégales à la température ordinaire, l'effet est expliqué sans aucun doute par la complexité de la bande. Peut-être en est-il de même pour quelques-unes des bandes que je viens de citer, qui se dédoubleraient à une température suffisamment basse. Cependant, certaines de ces bandes sont d'une grande finesse; leurs déplacements sont très notables et peuvent être suivis depuis de faibles valeurs du champ jusqu'aux plus intenses; les changements d'intensité se font très progressivement au fur et à mesure que les composantes s'écartent; il me paraît difficile, dans ces conditions, de considérer toutes ces bandes comme complexes.

On doit remarquer que *le sens des dissymetries d'intensite ne depend pas du sens des deplacements des vibrations circulaires.* Les bandes (*a*), (*b*), (*c*) de la figure 1 en sont une preuve; on peut citer encore les bandes 642μμ,5 et 643μμ,4 qui donnent toutes deux des décalages sensiblement égaux dans le sens correspondant à des électrons négatifs : pour la bande 642μμ,5, la composante la plus intense est celle qui absorbe les vibrations de sens opposé au sens du courant magnétisant; l'inverse a lieu pour la bande 643μμ,4.

L'abaissement de température permet encore d'observer deux effets intéressants.

Une raie extrêmement fine (540μμ,1) donne sous l'influence du champ magnétique, pour la vibration circulaire tournant dans le sens du courant magnétisant, une composante aussi fine, mais notablement plus intense que la raie primitive et située à la même place; au contraire, dans la plage correspondant aux vibrations de sens opposé, la raie s'étale et ne forme plus qu'une tache très floue. Enfin la bande 545μμ,8 donne à la température ordinaire, comme je l'ai déjà montré (*Radium*, t. IV, p. 54), un doublet symétrique dans la plage qui correspond aux vibrations de sens contraire au sens du courant magnétisant, et présente dans l'autre plage un rétrécissement accompagné d'une augmentation d'intensité. Cette bande se comporte comme si elle était formée de deux parties accolées provenant d'électrons de signes contraires, pour lesquels la valeur absolue du rapport de la charge à la masse serait la même. Si l'on verse de l'air liquide sur le cristal, la partie correspondant à des électrons positifs disparaît totalement, tandis qu'au contraire l'autre partie prend une netteté et une intensité plus grandes : on observe alors un décalage entre deux composantes de même intensité. En laissant l'air liquide s'évaporer et le cristal revenir peu à peu à la température du laboratoire, on voit réapparaître progressivement la partie qui avait disparu à basse température.

Je n'ai pu jusqu'à présent trouver une interprétation satisfaisante de tous ces effets, dont l'explication serait importante pour la théorie de ces phénomènes.

Tysonite. — J'ai donné précédemment (*Radium*, IV, p. 55) l'ordre de grandeur des déplacements de quelques bandes de la tysonite observées à la température du laboratoire. Lorsque le cristal est plongé dans l'air liquide, on reconnaît aisément que la tysonite possède un grand nombre de bandes variables sous l'action d'un champ magnétique. Si l'on inverse plusieurs fois de suite le sens du champ, on voit les bandes sensibles se balancer, les bandes des deux spectres juxtaposés se déplaçant dans des sens contraires. L'observation du phénomène est facile, même pour les bandes très peu sensibles, mais la mesure précise des décalages est parfois impossible à cause de l'incertitude sur la position du milieu des bandes lorsqu'elles sont floues ou à peine visibles.

Le tableau suivant résume les observations relatives à la tysonite, les déplacements étant rapportés à un champ de 15000 gauss. Chaque nombre résulte de la moyenne de 10 mesures effectuées sur des clichés, sauf pour les bandes du rouge qui, ne pouvant être photographiées, ont été observées directement avec un oculaire à réticule. J'ai inscrit les moyennes obtenues, mais il ne faut pas considérer comme exacts les chiffres correspondant aux millièmes de μμ, et même les nombres qui se rapportent aux bandes très faibles, très floues ou très peu sensibles, donnent seulement l'ordre de grandeur du phénomène. A côté des décalages entre les deux composantes, sont inscrites les valeurs du rapport de la charge à la masse des électrons, en supposant l'existence d'électrons des deux signes et admettant l'invariabilité du champ à l'intérieur du cristal.

La bande 624μμ,97 présente une modification remarquable : cette bande, l'une des plus fines de la tysonite, se dédouble dans chacun des deux spectres

qui correspondent aux vibrations circulaires : elle se [illegible] à des [illegible], possédant [illegible] le même rapport de la charge à la masse, les électrons positifs

[illegible]	[illegible] R = [illegible]	[illegible] $2\pi\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\frac{I}{R}$
[illegible]	[illegible]	+ 6,30.10⁷
[illegible]	[illegible] environ	− 0,70.10⁷
[illegible]	0,01 environ	+ 0,70.10⁷
[illegible]	[illegible] environ	− 0,60.10⁷
[illegible]	0,04 [illegible]	+ 2,00.10⁷
[illegible]	[illegible]	+ 5,32.10⁷
[illegible]	[illegible]	− 2,65.10⁷
[illegible]	0,099	− 4,81.10⁷
[illegible]	0,055 environ	+ 1,00.10⁷
511,0 faible, floue	0,092	− 4,45.10⁷
517,3 très forte, large	[illegible]	+ 2,49.10⁷
[illegible]	0,027 environ	+ 1,26.10⁷
[illegible]	0,014 environ	0,64.10⁷
[illegible]	[illegible]	2,48.10⁷
622,49 faible, fine	[illegible] 0,05 environ	+ 0,9 à 1,6.10⁷
625,48 faible, très fine	0,05 environ	− 1,60.10⁷
[illegible]	0,121	− [illegible].10⁷
[illegible] assez forte, très fine	0,327	± 10,52.10
[illegible]	[illegible]	+ 1,30.10⁷
668,3 assez forte	[illegible]	− 5,25.10⁷
674,0 très forte	[illegible]	− 2,38.10⁷
[illegible]	[illegible]	− 1,15.10⁷

étant les plus nombreux, car la composante qui leur correspond est la plus intense. L'effet subi par la bande 624,97 semble favorable à l'hypothèse de l'existence simultanée d'électrons positifs et d'électrons négatifs.

Parisite. — La parisite renferme à l'état de fluocarbonates les corps du groupe du didyme, que la tysonite contient à l'état de fluorures ; les deux cristaux possèdent le spectre très caractéristique du didyme, les groupes de bandes situés dans les mêmes régions ayant une même physionomie d'ensemble, tout en présentant dans le détail de notables différences. Il est donc intéressant de comparer la parisite et la

[illegible]	[illegible]	[illegible] $2\pi\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\frac{I}{R}$
[illegible]	0,02	− 1,38.10⁷
472,47 faible, fine	[illegible]	+ 2,57.10⁷
[illegible]	0,04 environ	− [illegible].10⁷
[illegible]	0,239	+ [illegible].10
[illegible]	0,057	+ 1,75.10⁷
[illegible]	0,057	− 1,71.10⁷
[illegible]	0,018	+ 0,85.10⁷
[illegible]	0,027	+ 1,24.10⁷
[illegible]	[illegible]	− 2,70.10⁷
[illegible]	[illegible]	[illegible].10⁷
[illegible]	0,077	− [illegible].10⁷
[illegible]	0,114	− 3,68.10⁷
[illegible]	[illegible]	− 1,90.10⁷
[illegible]	[illegible]	− [illegible].10⁷

tysonite au point de vue des phénomènes magnéto-optiques.

Le tableau ci-dessus donne les résultats des mesures relatives à la parisite.

Les déplacements de certaines bandes (parisite 509μμ,57 et tysonite 624μμ,97) sont considérables et correspondraient, d'après la théorie élémentaire de Lorentz et en admettant que la valeur absolue de la charge soit toujours la même, à des corpuscules chargés les uns négativement les autres positivement, possédant une masse environ six fois plus faible que la masse des corpuscules cathodiques.

La comparaison des résultats obtenus avec la parisite et la tysonite montre que *les bandes sensibles se trouvent dans des groupes analogues*. Ainsi les groupes compris entre 505μμ et 525μμ contiennent dans chacun des deux cristaux un grand nombre de bandes sensibles ; au contraire, dans les groupes extrêmement nets situés entre 560 et 590, on ne rencontre pas de bande sensible pour la tysonite et l'on ne trouve pour la parisite qu'une bande variable, à peine perceptible.

La comparaison ne peut guère être poussée plus loin et je n'ai pu établir une correspondance entre les bandes des deux cristaux. Considérons, en effet, les bandes 517,3 de la tysonite et 518,6 de la parisite, qui paraissent se correspondre, étant toutes deux à l'extrémité de groupes analogues et subissant sous l'action des changements de température des déplacements sensiblement égaux ; il semble naturel de les attribuer à des électrons de même espèce et l'on peut penser que les déplacements sous l'action du champ magnétique doivent être les mêmes ; l'expérience montre que ces déplacements ont lieu dans le même sens et sont comparables, mais les mesures ne sont pas assez précises pour que l'on puisse affirmer si ces déplacements sont ou ne sont pas identiques. D'autre part, le groupe orangé de la tysonite et le groupe vert de la parisite contiennent chacun une bande très sensible dont on ne retrouve pas l'analogue dans le groupe correspondant de l'autre cristal.

En résumé, les propriétés magnéto-optiques de ces deux cristaux de même famille présentent de grandes ressemblances dans l'ensemble, mais aussi de notables différences dans le détail des phénomènes.

Apatite jaune d'Espagne. — L'apatite est un fluophosphate de chaux contenant du didyme ; les bandes de l'apatite sont peu intenses et difficilement visibles à la température ordinaire, sous une petite épaisseur, avec la grande dispersion du réseau. A la température de l'air liquide, les cristaux qui m'ont été donnés par M. Werlein ont manifesté, sous la faible épaisseur de 1mm,8, quatre bandes qui toutes sont sensibles à l'action du champ magnétique et donnent encore deux sens opposés de déplacement pour les

bandes d'absorption de vibrations circulaires de même sens.

527$^{\mu\mu}$ (électrons positifs); 575$^{\mu\mu}$ (électrons positifs); 582$^{\mu\mu}$ (électrons positifs); 586$^{\mu\mu}$ (électrons négatifs).

2° Propagation de la lumière normalement aux lignes de force d'un champ magnétique. — On sait que les bandes des spectres ordinaire et extraordinaire, la vibration étant parallèle ou normale au champ magnétique, donnent à la température du laboratoire des doublets ou des élargissements plus ou moins dissymétriques. Les mêmes phénomènes s'observent avec une netteté beaucoup plus grande à la température de l'air liquide et les doublets apparaissent pour des champs magnétiques moins intenses.

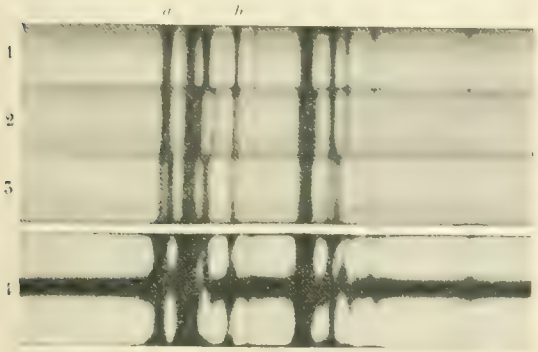


Fig. 4. — Xénotime.

Lame de 0^{mm},8; 2e spectre réseau Rowland. Groupe vert.
Échelle : 1^{mm} représente 0$^{\mu\mu}$,106.
1. Spectre ordinaire à —188° en dehors du champ.
2. Spectre ordinaire, vibration parallèle au champ.
3. Spectre ordinaire, vibration normale au champ.
4. Biréfringence magnétique.
a 520$^{\mu\mu}$,61 *b* 522$^{\mu\mu}$,15 *c* 524$^{\mu\mu}$,17
Champ magnétique 17 140 gauss.

Les figures 4 et 6 représentent les modifications des groupes vert et rouge du xénotime à —188 degrés

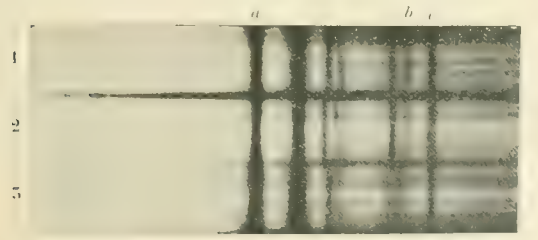


Fig. 6. — Xénotime.

Lame de 0^{mm},8; 1er spectre réseau Rowland. Groupe rouge.
Échelle : 1^{mm} représente 0$^{\mu\mu}$,52.
1. Spectre ordinaire à —188° en dehors du champ.
2. Spectre ordinaire, vibration parallèle au champ.
3. Spectre ordinaire, vibration normale au champ.
a 650$^{\mu\mu}$,61 *c* 658$^{\mu\mu}$,10
Champ magnétique 17 140 gauss.

dans un champ évalué à 17 140 gauss. L'axe optique du cristal est parallèle au faisceau et par conséquent normal au champ. Les spectres 1 sont obtenus en dehors du champ magnétique; les spectres 2 correspondent à la vibration ordinaire parallèle au champ; les spectres 3 représentent l'absorption de la vibration ordinaire normale au champ.

Les figures peuvent être comparées aux figures 2 et 3 d'un mémoire précédent (*Radium*, t. IV, p. 51), qui avaient été obtenues à la température ordinaire au moyen du même cristal (épaisseur 0^{mm},8) avec des champs magnétiques plus intenses (24 600 et 28 760 gauss).

Dans la figure 4, on peut remarquer le doublet dissymétrique de la bande 522$^{\mu\mu}$,15 (*b*); à —188° les composantes sont nettement visibles dans un champ de 17 000 gauss, alors qu'à la température du laboratoire, la bande manifeste seulement un étalement du côté du rouge et un déplacement du maximum d'absorption vers le violet; dans les conditions ordinaires le doublet ne peut être entrevu que pour des champs magnétiques voisins de 30 000 gauss.

Si l'on fait tourner l'axe optique du cristal dans un plan parallèle au faisceau et aux lignes de force du champ, il se produit un effet très intéressant : les deux composantes du doublet de la bande 522$^{\mu\mu}$,15, pour la vibration parallèle et pour la vibration normale au champ, s'écartent; puis la composante la plus forte se divise en un doublet dissymétrique, dont la composante la plus intense est du côté du violet; on obtient ainsi un triplet qui est nettement visible en *b* sur la figure 5. Si l'on continue à rapprocher la

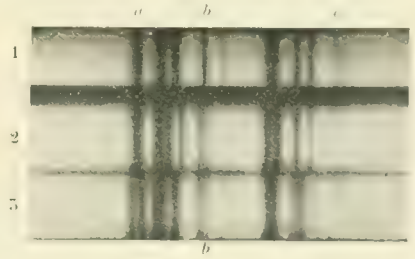


Fig. 5. — Xénotime.

Lame de 0^{mm},8; 2e spectre réseau Rowland. Groupe vert.
Échelle : 1^{mm} représente 0$^{\mu\mu}$,172.
1. Spectre ordinaire en dehors du champ.
2. Spectre de la vibration parallèle au champ.
3. Spectre ordinaire, vibration normale au champ.
Axe optique légèrement incliné sur la direction du faisceau lumineux et parallèle au plan du faisceau et des lignes de force du champ magnétique.
Champ magnétique 17 500 gauss.

direction de l'axe de la direction du champ, les composantes extrêmes du triplet s'écartent progressivement; dans le spectre de la vibration parallèle au champ une forte et large bande du spectre extraordinaire apparaît de plus en plus, mais dans le spectre de la vibration normale au champ, qui ne renferme que les bandes du spectre ordinaire, les composantes extrêmes du triplet tendent à devenir égales et se rapprochent des positions occupées par les deux composantes de la bande 522,15 dans le cas où l'axe est

[illegible] de la [illegible] du doublet dissymétrique primitif, [illegible] s'éloigne [illegible] de plus en plus à la [illegible] jusqu'à petit à petit, [illegible] disparaît.

Les autres phénomènes visibles sur les figures 4, 5 et 6 donnent des exemples des différents types de modification précédemment décrites (doublets symétriques ou dissymétriques, élargissements, simples déplacements, etc.).

L'[illegible] de la dispersion anomale et de [illegible] des modifications produites par le champ sur les bandes du spectre ordinaire, suivant l'orientation des vibrations par rapport au champ, entraîne la *biréfringence magnétique* du cristal. On peut mettre en évidence ce phénomène, comme je l'avais déjà fait à la température ordinaire (*Radium*, t. IV, p. 51, [illegible] 2, sp. 4), au moyen d'un compensateur de Babinet, par une expérience identique à celle que MM. Voigt et Wiechert ont réalisée avec la vapeur de sodium.

Dans le spectre 5 de la figure 4, les dislocations de la frange mettent en évidence la différence de marche, auprès des bandes d'absorption, des vibrations parallèles et normales au champ, l'intensité du champ étant 17 100 gauss, l'épaisseur du cristal 0mm,80 et la température — 188°.

Je ne décrirai pas les variations des spectres des divers cristaux, lorsque la lumière se propage normalement au champ, car je me propose de reprendre cette étude dans des meilleures conditions, c'est-à-dire aux plus basses températures que l'on puisse actuellement obtenir.

VI. — *Variation des bandes d'absorption des solutions de divers sels de didyme et d'erbium, dans un champ magnétique.*

Le dispositif employé pour l'étude des phénomènes magnéto-optiques dans les solutions est semblable au dispositif employé pour les cristaux. Le sel dissous dans l'un des divers alcools ou dans un mélange d'eau et d'alcool est renfermé dans un tube de 5 millimètres, que l'on place dans la partie rétrécie du tube à air liquide, entre les pôles de l'électro-aimant. L'influence du champ magnétique s'observe aisément, lorsque le faisceau est parallèle au champ magnétique, avec l'analyseur circulaire composé d'une lame quart d'onde suivie d'un rhomboèdre de spath disposé devant la fente. Lorsque le champ est excité, les bandes correspondant à des vibrations circulaires inverses se déplacent en des sens opposés dans les deux plages données par le rhomboèdre, et le léger balancement qu'on observe en inversant plusieurs fois de suite le sens du champ permet de mesurer les déplacements [illegible] très faibles, d'évaluer leur ordre de grandeur.

Dans les conditions [illegible] les bandes correspondant à des vibrations circulaires de même sens ne sont pas toutes déplacées du même côté; l'effet, même s'il est de sens inverse au sens observé pour toutes les raies des vapeurs, est en général du même ordre de grandeur que le phénomène de Zeeman.

Nitrate de néodyme. — Dans les solutions de nitrate de néodyme, la bande donnant le résultat le plus net est la bande fine et intense du groupe vert (522μμ,9 dans la solution à 10 pour 100 dans l'alcool éthylique) : le décalage entre les deux composantes est de 0μμ,05 pour 14 000 gauss. Les deux bandes voisines, plus faibles et plus floues (521μμ,9 et 525μμ,9), ont des déplacements du même ordre de grandeur. Le sens du phénomène correspond, pour ces trois bandes, à des électrons négatifs.

Le groupe jaune vert renferme deux bandes (581μμ,5 et 583μμ,1, solution éthylique) qui se déplacent très légèrement (0μμ,01 à 0μμ,02 pour 14 000 gauss) dans le sens correspondant à des électrons positifs.

Les bandes sensibles du groupe vert se retrouvent dans les diverses solutions alcooliques, ainsi que dans la solution aqueuse additionnée d'alcool[1], et les déplacements ne paraissent pas dépendre du solvant. La bande 581μμ,5 de la solution éthylique se retrouve à peine déplacée, mais beaucoup plus fine et plus faible dans la solution méthylique, et paraît dans cette dernière solution posséder la même sensibilité à l'action du champ magnétique.

L'addition de perchlorure de fer, corps très magnétique, ne modifie pas visiblement les décalages entre les composantes.

En observant le spectre pendant le réchauffement et la liquéfaction de la solution, je n'ai observé aucun changement brusque correspondant au changement d'état de l'alcool.

Le déplacement de la bande 522μμ,9, sous l'influence du magnétisme est encore visible après la liquéfaction de l'alcool; mais à la température ordinaire, les bandes empiètent beaucoup trop les unes sur les autres pour que l'on puisse entrevoir leurs modifications dans un champ magnétique.

La séparation des bandes en deux composantes correspondant à des vibrations circulaires inverses ne peut être obtenue que dans un corps isotrope ou un cristal uniaxe dont l'axe est orienté parallèlement au champ; dans ces conditions, avec le nitrate de néodyme non dissous, on observe seulement les élargissements et dédoublements dissymétriques des bandes très fines du groupe situé vers 625μμ.

Chlorure de didyme. — Le chlorure de didyme

[1] L'addition d'alcool est indispensable pour obtenir un [illegible] pur [illegible].

en solution dans l'alcool méthylique possède plusieurs bandes variables. La plus sensible est la bande 509$^{\mu\mu}$,6 (électrons positifs, décalage 0$^{\mu\mu}$,11 pour 14 000 gauss) et il est intéressant d'observer que dans les cristaux de parisite (carbonate de *Ce*, *La*, *Di* avec *Ca* et *Fl*) que nous avons étudiés plus haut, la bande la plus sensible se trouve à peu près à la même place et subit un effet de même sens environ deux fois plus grand.

Dans le vert se trouve un groupe dont trois bandes sont très nettes et intenses (520$^{\mu\mu}$,7 ; 522$^{\mu\mu}$,0 ; 522$^{\mu\mu}$,5). La bande 520$^{\mu\mu}$,7 (électrons négatifs) donne un décalage évalué à 0$^{\mu\mu}$,04 pour 14000 gauss ; la bande voisine (électrons négatifs) se déplace plus faiblement et la bande 522$^{\mu\mu}$,5 n'a pas paru sensible.

Dans le groupe jaune-vert on observe trois bandes variables : 576$^{\mu\mu}$,1 (électrons positifs, décalage environ 0$^{\mu\mu}$,04) ; 578$^{\mu\mu}$,7 (électrons négatifs) et 579$^{\mu\mu}$,6 (électrons négatifs). Enfin deux fortes bandes situées vers 680$^{\mu\mu}$ et correspondant à des électrons négatifs donnent entre leurs composantes des décalages de 0$^{\mu\mu}$,06 à 0$^{\mu\mu}$,07.

Toutes ces bandes se retrouvent légèrement déplacées avec les solutions dans l'alcool éthylique ou dans l'eau additionnée d'alcool. Leurs déplacements dans un champ magnétique paraissent invariables.

Mélanges de chlorure et de nitrate de didyme. — L'addition de petites quantités de nitrate de didyme à une solution de chlorure affaiblit très rapidement plusieurs des bandes les plus intenses (520$^{\mu\mu}$,7 ; 522$^{\mu\mu}$,5 ; 572$^{\mu\mu}$,7 ; 574$^{\mu\mu}$,5 ; 576$^{\mu\mu}$,1) ; ces bandes deviennent très faibles ou disparaissent dans un mélange de 5 de chlorure et 5 de nitrate pour 100 d'alcool méthylique.

La bande 522$^{\mu\mu}$,0 se conserve dans le mélange et dans le nitrate pur.

Au fur et à mesure qu'on augmente la proportion de nitrate de didyme, des bandes nouvelles apparaissent (622$^{\mu\mu}$,9 ; 525$^{\mu\mu}$,5 ; 577$^{\mu\mu}$,7 ; 581$^{\mu\mu}$,4 ; dans un mélange de 7,5 de chlorure et 2,5 de nitrate pour 100 d'alcool méthylique).

La bande 522$^{\mu\mu}$,9 (électrons négatifs, décalage 0,05 pour 14000 gauss) augmente constamment et constitue dans le nitrate pur la bande la plus intense du groupe vert et en même temps la bande la plus sensible au champ ; la bande 525$^{\mu\mu}$,5 (électrons négatifs) et la bande 581$^{\mu\mu}$,4 (électrons positifs), après être passées par un maximum d'intensité, se retrouvent également dans le nitrate, mais sont très affaiblies.

Enfin l'addition d'eau à la solution alcoolique de nitrate pur fait apparaître quelques bandes de la solution de chlorure, en particulier la bande 520$^{\mu\mu}$.

On peut donc suivre chacune des bandes dans ses transformations successives : les déplacements dans un champ magnétique paraissent toujours indépendants de ces transformations.

Sulfate de didyme. — Le sulfate étant insoluble dans un mélange d'eau et d'alcool, on observe dans le sel solide, comme précédemment dans le nitrate solide, les élargissements ou dédoublements des bandes fines du groupe orangé (625 $^{\mu\mu}$).

Oxalate, fluorure et autres sels de didyme insolubles. — Les spectres de ces sels peuvent être examinés en mettant la matière pulvérulente en suspension dans l'alcool et solidifiant la masse. Aucune bande n'a paru sensible au champ ; il est probable que les bandes ne sont pas assez fines pour que les élargissements soient visibles.

Chlorure d'erbium. — Les bandes suivantes se déplacent dans un champ magnétique : 487$^{\mu\mu}$ (électrons négatifs, décalage environ 0,1 pour 14000 gauss) ; 488$^{\mu\mu}$ (électrons négatifs) ; 523$^{\mu\mu}$,8 (électrons positifs, décalage 0,08) ; 541$^{\mu\mu}$ (électrons négatifs).

V. — *Polarisation rotatoire magnétique.*

L'étude de la polarisation rotatoire magnétique à basse température conduit à des résultats très importants.

Il existe en effet, pour rendre compte du phénomène de la polarisation rotatoire magnétique, deux théories principales [1] qui donnent des résultats à peu près identiques pour la dispersion rotatoire dans les régions éloignées des bandes d'absorption, mais qui se trouvent en opposition pour les variations du pouvoir rotatoire auprès et à l'intérieur des bandes.

La théorie des « *courants moléculaires* » repose sur les hypothèses suivantes : Dans les corps magnétiques il préexiste des courants moléculaires qui, étant équivalents à des feuillets magnétiques, s'orientent sous l'influence d'un champ magnétique ; les lignes de force de ces aimants ainsi orientés se superposent à celles du champ extérieur.

Dans les corps diamagnétiques, il n'y a pas de courants préexistants, mais, lorsqu'on produit un champ magnétique, des courants moléculaires prennent naissance par effet d'induction et ces courants engendrent des lignes de force magnétiques qui s'opposent au champ extérieur, conformément à la loi de Lenz.

D'après cette théorie, la dispersion rotatoire magnétique doit être de sens opposés de part et d'autre d'une bande d'absorption.

Cette théorie des courants moléculaires suppose que l'électron vibrant sous l'action de la lumière est non seulement une charge électrique, mais aussi

1 P. Drude, *Lehrbuch der Optik*, 1906, page 406.

[illegible] théorie [illegible] électrons [illegible] magnétiques [illegible] développée par M. W. Voigt[1], la polarisation rotatoire magnétique [illegible] de la dispersion anomale et de la séparation des composantes correspondant à des vibrations [illegible] inverses. Aux environs d'une bande qui se dédouble sous l'action du champ magnétique, les perturbations dans la loi de [illegible] de même sens de part et d'autre de la bande et de sens opposé à l'intérieur.

Les expériences réalisées avec les vapeurs présentant l'effet Zeeman ont confirmé cette dernière théorie (H. Becquerel[2], Macaluso et Corbino[3], P. Zeeman[4]). Pour les corps solides ou les solutions, non seulement les théories, mais les expériences elles-mêmes ont été jusqu'à présent très discutées. Les résultats obtenus par M. Schmausz[5] avec les solutions de fuchsine, éosine, rouge de naphtaline, étaient conformes à la théorie des courants moléculaires, mais d'après M. Bates[6], ces expériences ne seraient pas exemptes de critiques. Cependant M. Wood[7], dans le chlorure de praséodyme, a trouvé aussi de part et d'autres de certaines bandes des rotations de sens opposés.

Au contraire, j'ai montré que les bandes du xénotime se comportent comme les raies des vapeurs, c'est-à-dire donnent un pouvoir rotatoire magnétique de même sens de chaque côté d'une bande et de sens contraire à l'intérieur[8]. J'ai établi de plus que, conformément aux prévisions de la théorie de l'effet Hall, *le sens du pouvoir rotatoire dépend du sens de déplacement des bandes d'absorption des vibrations circulaires*. Plus récemment, M. Elias[9], avec une solution de chlorure d'erbium, a également obtenu des résultats conformes à la théorie de l'effet Hall.

Il était nécessaire de reprendre, à la température de l'air liquide, les expériences qui avaient été réalisées avec les cristaux dans les conditions ordinaires, car les bandes étant plus fines et beaucoup plus intenses, on pouvait prévoir que les variations du pouvoir rotatoire magnétique auprès des bandes seraient beaucoup plus considérables.

1° Les résultats obtenus à la température ordinaire [illegible] confirmés à [illegible] étendus aux cristaux de tysonite et de parisite. Pour toute bande qui dans le champ magnétique manifeste un décalage entre les composantes correspondant à des vibrations circulaires inverses, la variation du pouvoir rotatoire est positive en dehors et négative à l'intérieur de la bande si celle-ci est due à des électrons négatifs; l'inverse a lieu si la bande correspond à des électrons positifs.

La figure 7, qu'il faut comparer à la figure 9 du mémoire précédent (*Radium*, t. IV, p. 56), montre

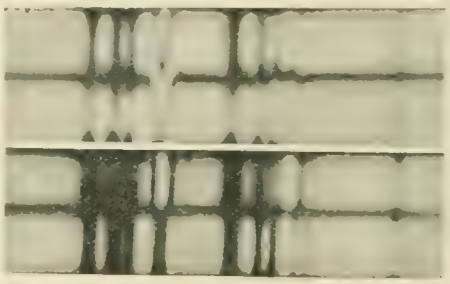


Fig. 7. — Xénotime.

Polarisation rotatoire magnétique à — 188°.
Lame de 0mm,8. Champ magnétique : 12 500 gauss.
Groupe vert. 2e spectre réseau Rowland.

combien le pouvoir rotatoire est considérable à la température de — 188° à l'intérieur du doublet formé par la bande 522,15 du xénotime.

Le spectre 1 de cette figure met en évidence la différence de marche entre deux vibrations circulaires inverses et a été obtenu par une méthode déjà employée dans les premières expériences. On dispose contre la fente du spectroscope un compensateur de Babinet orienté entre deux nicols de manière que la frange centrale soit normale à la fente; ce compensateur est précédé d'une lame quart d'onde qui transforme deux vibrations circulaires inverses en deux vibrations rectilignes parallèles aux directions principales du compensateur.

Les dislocations de la frange auprès des bandes sont proportionnelles à la différence de marche entre les deux vibrations circulaires issues de la lame. On voit sur la figure 7 que la frange et les composantes de la bande 522,1 forment une courbe en V tout à fait remarquable. L'épreuve a été obtenue avec un champ de 12 500 gauss, et une lame de 0mm,80 d'épaisseur; la rotation au milieu du doublet est de 26°50'. Sur la même figure on voit les dislocations de la frange auprès de toutes les bandes.

Le spectre 2 de la même figure révèle d'une autre manière le pouvoir rotatoire magnétique. La lumière tombant sur la lame cristalline est polarisée à 45° de l'horizontale, et devant la fente est placé un rhomboèdre de spath qui donne 2 plages contiguës correspondant à des vibrations horizontales et verticales. Si la vibration incidente a subi une rotation en traversant la lame, on observe une diminution de lumière

1. [illegible] 67, [illegible]
2. [illegible] 125 [illegible]
3. [illegible] 127 [illegible]
4. [illegible] 7 [illegible]
5. [illegible] 2 [illegible]
6. [illegible] 12 [illegible]
7. [illegible] 6 [illegible]
8. [illegible] 4 [illegible] 116
9. [illegible] 7 [illegible]

dans l'une des plages et une augmentation dans l'autre plage. L'effet est très net dans la figure 7 auprès et à l'intérieur de toutes les bandes.

La figure 8 est obtenue avec une lame de tysonite

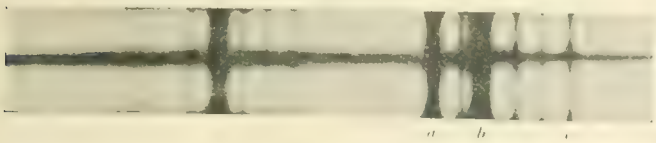


Fig. 8. — Tysonite.

Polarisation rotatoire magnétique à — 188°
Lame de 1mm,67. Champ magnétique : 15000 gauss.
Groupe vert. 1re spectre réseau Rowland
a 5479,50 c 5259,46

de 1mm,67 ; la frange monte légèrement de chaque côté de la bande 525μμ,5 (c).

Les résultats sont donc, au point de vue du sens des phénomènes, entièrement conformes à la théorie de l'effet Hall. D'après les calculs de M. Voigt, la variation χ_h du pouvoir rotatoire, produite par l'effet d'une bande au milieu de cette bande, est exprimée par la formule suivante :

$$\chi_h = -\varepsilon_h \frac{l\, c_h R}{2\, v\, n\, (c_h^2 R^2 + \partial_h'^2)},$$

ε_h est la constante diélectrique des électrons h ; l désigne l'épaisseur de la substance, n l'indice, v la vitesse de la lumière ; ∂'_h est un paramètre relatif à la largeur de la bande h ; enfin $2\pi c_h R$ représente la différence des périodes des composantes correspondant, dans le champ R, à deux vibrations circulaires inverses

Les dislocations de la frange du compensateur permettent de mesurer au milieu d'une bande d'absorption l'effet propre de cette bande et d'obtenir la rotation χ_h. Ayant mesuré[1] d'autre part cR et θ' on peut à l'aide de la formule précédente calculer ε. On sait que la connaissance du coefficient diélectrique ainsi que du rapport de la charge à la masse des électrons absorbants conduit à une évaluation de la *charge totale Ne* et de la *masse totale Nm*, par centimètre cube, des électrons absorbants produisant la bande considérée[2].

J'ai appliqué cette méthode à la bande 522,15 du xénotime, pour laquelle la mesure du pouvoir rotatoire peut se faire aisément, et j'ai obtenu les résultats indiqués dans le tableau suivant aux températures de 20° et de —188°.

Les valeurs trouvées pour *Ne*, *Nm*, *N* sont du même ordre de grandeur, mais un peu plus faibles que les nombres calculés précédemment pour les bandes de la tysonite par une tout autre méthode, basée sur la mesure de la dispersion anomale. On retrouve avec une bande du xénotime un résultat qui avait déjà été obtenu pour plusieurs bandes de la tysonite : *le coefficient diélectrique et par conséquent le nombre des électrons absorbants augmente lorsque la température s'abaisse.*

Lorsque les bandes ne se dédoublent pas nettement, la mesure de la rotation χ_h est plus difficile ; la frange noire s'observe seulement lorsque l'absorption n'est pas trop grande. Avec la tysonite je n'ai pu faire de mesures assez précises que pour la bande 525μμ,5 et j'ai employé à la température ordinaire une lame de 1mm,67, et à la température de l'air liquide (la bande devenant extrêmement intense) une lame de 0mm,31.

Pour un champ de 15250 gauss, la dislocation de la frange à l'intérieur de la bande 525μμ,5 correspond à une rotation de 5°58′ (moy. 10 mesures) à la température de 17° (lame de 1mm,67) et de 8°,45′ (10 mesures) à la température de —188° (lame de 0mm,31).

En appliquant la formule précédente on trouve :

$$\varepsilon_{17} = 0{,}66 . 10^{-7} \text{ et } \varepsilon_{-188} = 1{,}64 . 10^{-7}.$$

Or la mesure directe de la dispersion anomale, sans aucune intervention des propriétés magnéto-optiques, avait donné pour les coefficients diélectriques les valeurs suivantes :

$$\varepsilon_{20°} = 0{,}71 . 10^{-7} \quad \varepsilon_{-188°} = 1{,}55 . 10^{-7}.$$

La concordance est aussi satisfaisante que possible et les écarts peuvent être entièrement attribués aux erreurs d'expérience, surtout dans la mesure du pouvoir rotatoire.

Ce résultat est fondamental, car il montre que, pour la bande considérée, la théorie de M. Voigt, basée sur l'hypothèse de l'effet Hall, rend compte de l'influence de la bande non seulement au point de vue du sens, mais aussi au point de vue de la grandeur du phénomène. On peut donc conclure que *la dispersion rotatoire aux environs de certaines bandes est due*

	R	l (lame de 0mm,80)	ε	$\frac{e}{m}$	Ne	Nm	N
Température 20°. .	14400	0,2204 12°57′	$5{,}45 . 10^{-8}$	$1{,}656 . 10^{8}$	$3{,}78 . 10^{-7}$	$2{,}28 . 10^{15}$	$5{,}54 . 10^{15}$
Température —188°	12500	0,4685 26°50′	$9{,}69 . 10^{-8}$	$1{,}656 . 10^{8}$	$6{,}74 . 10^{-7}$	$4{,}07 . 10^{15}$	$5{,}96 . 10^{15}$

1. Voir *Radium*, 4, page 334 (septembre 1907).
Cette méthode a déjà été employée par M. Hallo et appliquée à la vapeur de sodium. *Arch. Néerl.* 2, 10, page 148 (1905).
2. *Le Radium*, 4, page 385 (novembre 1907).

[illegible] deux [illegible] arrêtées [illegible]

[illegible] Il [illegible] Il existe dans les cristaux et dans les solutions d'autres effets [illegible] est loin d'être certaine.

Dans les cristaux de tysonite, de part et d'autre de quelques bandes très intenses qui ne paraissent pas se [illegible] on observe des perturbations de sens opposés dans la loi de dispersion rotatoire. La valeur absolue de la rotation diminue lorsque l'indice de réfraction augmente.

Ce phénomène est mis en évidence sur les figures 8 et 9, où les dislocations de la frange du compensateur

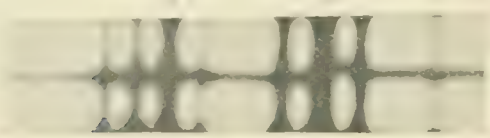


Fig. 9. — Tysonite [illegible]

[illegible] de sens opposés de part et d'autre des bandes (*b*) (*d*) (*e*).

[illegible] que, d'après les formules de M. Voigt, si une bande ne subit pas de déplacement sensible dans le champ magnétique, mais donne lieu cependant à une forte dispersion anomale, la variation de pouvoir rotatoire due à la bande considérée doit être en raison inverse de l'indice de réfraction. J'ai donc pensé que l'effet observé pour quelques bandes de la tysonite pouvait être encore une conséquence de la théorie de l'effet Hall.

Les recherches que j'ai effectuées récemment ont mis en doute cette interprétation. Si le sens de l'effet obtenu est conforme à la théorie, il ne paraît pas en être de même de la grandeur du phénomène. On voit [illegible] la variation du pouvoir rotatoire [illegible] de la bande 577 [illegible] est très grande ; or [illegible] quelques [illegible] les variations de [illegible] de l'ordre de 0,0001. Les bandes telles que 577 sont, il est vrai, beaucoup plus intenses que les bandes pour lesquelles la mesure de la dispersion anomale a été réalisée, mais même si la variation de l'indice atteignait 0,1, la grandeur de [illegible] D'autre [illegible]

solutions solidifiées montrent l'extrême complexité des effets obtenus auprès des bandes. Quelques bandes (par exemple la bande 509$^{\mu\mu}$,6 du chlorure de didyme), manifestent un pouvoir rotatoire de même sens sur chaque bord et de sens inverse à l'intérieur. Mais d'autre part la bande 520$^{\mu\mu}$,8 du chlorure de didyme, bien que le champ magnétique produise un décalage entre les composantes qui correspondent à des vibrations circulaires inverses, présente un pouvoir rotatoire positif du côté du violet et négatif du côté du rouge ; les rotations sont donc de sens contraires sur les deux bords. Enfin entre les deux fortes bandes 572$^{\mu\mu}$,7 et 574$^{\mu\mu}$,5 du chlorure de didyme (en solution dans l'alcool méthylique) qui ne se déplacent pas dans le champ magnétique, la dislocation de la frange du compensateur révèle un notable pouvoir rotatoire négatif.

Je n'ai pu encore approfondir ces résultats et je me propose d'étudier tous ces phénomènes à la température de l'hydrogène liquide. Peut-être certaines anomalies seront-elles expliquées par la complexité de bandes résultant de la superposition de plusieurs composantes.

3° Enfin on observe dans les cristaux de tysonite et de parisite un effet qui semble lié au magnétisme de ces corps et paraît conforme à la théorie des courants moléculaires.

D'après la théorie de l'effet Hall et les formules de M. Voigt, le pouvoir rotatoire loin des bandes dans les parties transparentes doit être à peu près indépendant de la largeur des bandes.

Or la tysonite et la parisite manifestent un grand pouvoir rotatoire négatif dans tout le spectre[1]. Ce pouvoir rotatoire varie un peu plus vite que l'inverse du carré de la longueur d'onde, et s'il est dû à l'effet simultané de la dispersion anomale et du dédoublement de certaines bandes dans le champ magnétique, ces bandes doivent être situées dans le violet ou l'ultraviolet, et doivent être extrêmement intenses. Comme, d'autre part, les variations de l'indice de réfraction sont faibles lorsque la température s'abaisse, il faut admettre que le coefficient diélectrique relatif à ces bandes est sensiblement constant.

Dans ces conditions l'abaissement de température ne doit pas avoir grande influence sur le pouvoir rotatoire de ces cristaux.

Au contraire dans la théorie des courants moléculaires, si l'on se reporte à un calcul exposé dans l'Optique de Drude[2], on remarque que dans le cas le plus simple le pouvoir rotatoire doit être proportionnel à la susceptibilité magnétique. Or dans les corps paramagnétiques, la susceptibilité est, d'après la loi de

[1] [illegible] 10 000 gauss, 1^{mm} d'épaisseur et [illegible] 546, on obtient [illegible] de 7° 40 pour la tysonite et de 7° 40 pour la parisite [illegible] de 20°.

[2] [illegible] *Lehrbuch der Optik*, 1906, page 546.

Curie, inversement proportionnelle à la température absolue. La théorie des courants moléculaires nous conduit donc à conclure que le pouvoir rotatoire des corps magnétiques peut varier notablement sous l'influence d'un abaissement de température, et dans le cas le plus simple, il doit être en raison inverse de la température absolue.

Ce résultat se trouve conforme à l'expérience; le pouvoir rotatoire magnétique de la tysonite est près de quatre fois et celui de la parisite environ trois fois plus grand à la température de l'air liquide qu'à la température ordinaire.

Il est difficile de donner actuellement des conclusions bien nettes relatives aux phénomènes de la polarisation rotatoire magnétique. On peut espérer que l'observation de ces phénomènes aux plus basses températures réalisables élucidera la question dans un grand nombre de cas, car d'une part on pourra obtenir des bandes simples au lieu de bandes plus ou moins complexes, et d'autre part l'intensité des effets sera probablement augmentée.

Il semble actuellement que certains phénomènes *liés au diamagnétisme* puissent être expliqués entièrement par la théorie de l'effet Hall. D'autres effets *liés au magnétisme* paraissent conformes à la théorie des courants moléculaires.

On doit se demander si la base sur laquelle repose la théorie des courants moléculaires n'est pas erronée, *dans le cas du diamagnétisme*. En effet le rapport de la charge à la masse des électrons est de l'ordre de grandeur de 10^7 ou 10^8; les électrons prennent par effet d'induction dans les champs les plus intenses un mouvement tourbillonnaire d'autant plus rapide que leur masse est plus faible, mais qui est toujours *de période très faible par rapport aux périodes lumineuses*. Dans ces conditions, je ne crois pas que les électrons puissent être considérés, au point de vue des phénomènes lumineux, lorsqu'ils sont soumis à un champ extérieur, comme des feuillets magnétiques en mouvement.

Cette objection ne s'applique pas à la théorie des courants moléculaires, dans le cas du paramagnétisme, car on suppose, non pas que les courants prennent naissance sous l'influence du champ extérieur, mais qu'ils préexistent et s'orientent dans le champ magnétique.

VI. — *Conclusions générales.*

Les résultats les plus fondamentaux de cet ensemble de recherches sont les suivants :

1° La variabilité des bandes d'absorption dans un champ magnétique, primitivement observée dans le corps possédant les bandes les plus fines, le xénotime, puis plus difficilement dans la tysonite, pouvait au début de ces recherches paraître un fait exceptionnel.

L'emploi des basses températures a permis d'étendre les premiers résultats à d'autres cristaux (parisite, apatite) puis à divers sels solides ou dissous. La généralité du phénomène apparaît donc maintenant, et on l'observerait sans doute dans la plupart des corps possédant l'absorption sélective, si l'on pouvait abaisser la température suffisamment pour obtenir des bandes assez fines.

L'agitation thermique est, en effet, la principale cause de perturbation des mouvements des électrons absorbants : il est donc nécessaire, pour étudier dans les meilleures conditions les vibrations produites et entretenues par la lumière, de chercher à réduire par le refroidissement les mouvements perturbateurs.

2° Le changement de période, sous l'influence du magnétisme, des corpuscules produisant une bande, a paru, dans les expériences actuellement réalisées, *indépendant de la température*. Ce résultat doit être rapproché de l'invariabilité du diamagnétisme dont les changements de période des électrons peuvent être la cause.

3° L'invariabilité des déplacements, sous l'influence du magnétisme, des bandes des solutions solidifiées, quelles que soient les conditions qui modifient plus ou moins la position ou l'intensité d'une même bande montre que *la grandeur du déplacement d'une bande dans un champ déterminé semble une propriété caractéristique du système oscillant.*

4° La variabilité du sens dans lequel se déplacent les bandes d'absorption de vibrations circulaires de même sens est un résultat remarquable et inattendu. Dès les premières recherches j'avais émis l'hypothèse, ou d'une inversion du sens du champ à l'intérieur de certains atomes, ou de l'existence de corpuscules chargés positivement. L'hypothèse de l'inversion a été préconisée par plusieurs physiciens, mais elle soulève des difficultés car elle est basée sur la théorie des courants moléculaires qui ne me paraît pas justifiée dans le cas du diamagnétisme. De plus, l'invariabilité des déplacements magnétiques d'une même bande ne semble pas non plus favorable à cette manière de voir.

Je pense donc qu'il serait actuellement prématuré d'affirmer aussi bien que de nier l'existence des électrons positifs; toutefois il n'est pas sans intérêt de remarquer que si les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les sels de terres rares avaient été observés avant la découverte de la radioactivité et de l'effet Zeeman, personne n'eût alors hésité, en rapprochant ces phénomènes de l'effet Hall, à affirmer l'existence simultanée d'électrons positifs et d'électrons négatifs possédant des masses du même ordre de grandeur.

[Reçu le 10 juin 1908.]

Ionisation par barbotage[1]

Par Léon BLOCH,

[illegible] de Paris, Laboratoire d'enseignement de la Physique.

[illegible] en 1894, que l'air atmosphérique, après avoir barboté dans l'eau, possède une charge électrique. Cette charge, facile à déceler au [illegible], est négative lorsque l'air a barboté à travers l'eau pure ou presque pure, mais elle s'annule et finit par devenir positive quand l'eau est mélangée d'impuretés acides ou salines.

Ce phénomène a été étudié depuis par d'autres expérimentateurs, qui l'ont tous rapproché d'un phénomène analogue découvert par Lenard, l'électrisation de l'air au voisinage des chutes d'eau. Lorsqu'un jet d'eau se brise contre un obstacle, l'air avoisinant est électrisé. Sa charge est négative si l'eau est pure, elle s'inverse et devient positive lorsqu'on prend de l'eau salée.

Les travaux de J.-J. Thomson, Kösters, Kohler, Aselmann, Eve, etc., ont mis hors de doute le fait que dans le cas des chutes d'eau comme dans le cas du barbotage les phénomènes sont d'une sensibilité extrême à la présence des impuretés dans le liquide. Des traces de rosaniline dans l'eau peuvent se déceler par leur effet électrique, alors qu'elles ne donnent encore aucune coloration visible.

Nous avons repris l'étude systématique des phénomènes de barbotage, en nous attachant surtout au barbotage de l'air dans l'eau distillée. L'air employé est filtré sur un tampon de coton pour perdre toute trace de conductibilité antérieure pouvant provenir de la détente à l'orifice de la canalisation[1]. Il est de la sorte privé de poussières, qui pourraient modifier la dimension des centres électrisés dus au barbotage. On s'est servi d'eau distillée ordinaire. Lorsqu'on ne fait barboter dans cette eau que de l'air filtré, elle donne des effets sensiblement constants pendant un temps très long.

[illegible] qu'on pouvait attendre, d'après l'analogie généralement admise, le barbotage de l'air dans l'eau donne un résultat tout différent du phénomène des chutes d'eau ou barbotage de l'eau dans l'air. D'après Kohler et Aselmann, le phénomène est strictement unipolaire. L'eau distillée ne produit [illegible] des ions d'un seul signe, des ions négatifs. Au lieu de cela nous avons toujours trouvé dans l'air après barbotage des ions des deux signes, en quantité comparable. La charge négative transportée par l'air n'est qu'un excès de charge négative sur une charge positive également présente dans le gaz.

Une autre différence très importante résulte des mesures de mobilité. Si par des mesures de ce genre on cherche à se rendre compte de la grosseur des centres électrisés, on trouve dans le cas du barbotage des mobilités moyennes assez grandes, de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire 10 fois moins grandes à peine que celles des ions du radium ou des rayons Rontgen. Au contraire, dans le cas des chutes d'eau, on a observé des mobilités moyennes beaucoup plus faibles, qui se rapprochent des ions produits dans ces conditions des *gros ions* trouvés dans les gaz de la flamme par Langevin et Bloch.

Il semble résulter de là qu'il ne faut pas considérer comme tout à fait comparables l'ionisation par barbotage et l'ionisation par chutes d'eau. La présence d'ions de mobilité relativement grande dans un gaz chargé d'humidité mérite d'être signalée. Il convient de la mettre en regard des intéressants faits découverts par M. de Broglie montrant la transformation des petits ions en gros ions au contact de l'humidité[2].

Dans le cas de l'eau distillée, il est possible de discerner une légère dissymétrie entre les ions des deux signes. Les mobilités moyennes ne sont pas tout à fait les mêmes, et, comme dans le cas des petits ions ce sont les ions négatifs qui sont les plus mobiles. On trouve, par exemple, $1^{mm},4$ pour les ions négatifs, $0^{mm},8$ pour les ions positifs.

Si l'on remplace l'eau distillée par une solution d'acide sulfurique, une solution normale par exemple, les phénomènes observés sont tout différents : 1° la charge totale emportée par le gaz est *positive*; elle est d'ailleurs encore la différence entre deux charges de signe contraire, beaucoup plus grandes que leur différence; 2° les mobilités des ions des deux signes ont diminué dans des proportions énormes; elles sont de l'ordre des mobilités des gros ions (1/500 de millimètre); 3° il n'est plus possible de trouver une dissymétrie de mobilité entre les ions des deux signes. Les solutions plus concentrées se comportent comme la solution normale. Les solutions moins concentrées se rapprochent peu à peu du type de l'eau pure. Elles donnent lieu à un accroissement continu des mobilités, en même temps que la charge totale s'annule pour une solution

1. [illegible] 1906, page 122.

1. [illegible] Société française de Physique, [illegible] Novembre 1907.

2. [illegible] 1907. *Le Radium*, 4, 285, 1907.

1 64 normale et redevient négative pour les solutions extrêmement diluées.

L'acide chlorhydrique présente des phénomènes analogues. Le point neutre correspond à une teneur d'environ 0gr,75 par litre. Certains liquides organiques, comme l'alcool, présentent le phénomène d'ionisation par barbotage d'une manière intense. Par contre, l'huile de vaseline, le mercure, ne donnent rien. Il ne semble pas que l'effet soit lié à la simple déformation des surfaces liquides.

Pour avoir des effets constants, il est indispensable d'opérer à température constante. L'ionisation par barbotage est en effet extrêmement sensible aux changements de température. Un refroidissement agit dans le sens d'une légère augmentation de la mobilité moyenne. Il diminue la proportion des ions de faible mobilité toujours présents en quantité appréciable dans les gaz soumis au barbotage[1].

1. A la suite de cette communication, M. de Broglie a fait les remarques suivantes :

On sait que la présence de centres neutres dans l'air qui barbote dans des solutions diluées a pour effet de faire varier l'effet d'ionisation et notamment de l'augmenter très fortement dans le cas des solutions très étendues. Si l'on trace les courbes qui représentent avec les concentrations en fractions de molécule pour abscisses et pour ordonnées respectivement : courbes 1 et 2, l'ionisation due aux ions + et — dans le cas de l'air filtré; courbes 1′ et 2′, l'ionisation due aux ions + et — quand l'air qui barbote est chargé d'une quantité de centres neutres :

La différence des ordonnées de courbes 1′ et 2′ et des ordonnées de 1 et 2 pourra servir à apprécier le nombre de charges qui n'étaient pas utilisées dans le barbotage simple et qui se fixent sur les centres neutres quand le gaz en contient.

On peut considérer successivement trois régions :

Région A : concentrations inférieures à $\frac{M}{5000}$; les courbes 1 et 2 sont basses, 2 est au-dessus de 1; 1′ et 2′ sont élevées au-dessus de l'axe des abscisses, 2′ est au-dessus de 1′.

Région B : concentrations de $\frac{M}{5000}$ à $\frac{M}{100}$; les courbes 1 et 2 ont monté, elles sont voisines l'une de l'autre et [illegible] vers la fin de cette région, les courbes 1 et 2 sont presque confondues, très élevées au-dessus de l'axe des abscisses, et passent par un maximum :

Région C : concentrations supérieures à $\frac{M}{100}$; les courbes 1 et 2 baissent lentement; 1 est au-dessus de 2; les courbes 1′ et 2′,

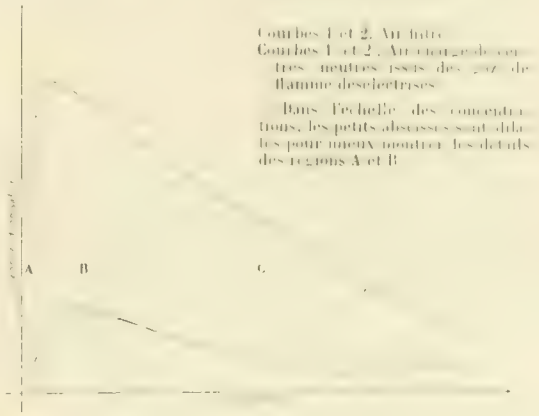


Fig. 1. (Solution d'acide sulfurique.)

toujours presque confondues ensemble, baissent et tendent à se confondre avec 1 et 2.

On voit donc que, dans la région C, la présence des centres neutres tend à ne plus influer, le barbotage semble ne pas libérer plus de charges que ne peuvent en prendre les centres qu'il fournit lui-même. D'après les mesures de M. Bloch, ceux-ci sont gros. Dans la région B, le barbotage fournit des centres moyens et beaucoup plus de charges que de centres. Dans la région A, le barbotage seul fournit encore beaucoup de charges, mais de moins en moins de centres; l'effet des centres neutres, qui est intense, montre, par sa diminution et sa dissymétrie vers les grandes dilutions, que les charges disponibles commencent à décroître, les positives disparaissent plus vite que les négatives quand la quantité d'électrolyte dissous devient extrêmement faible. (Décembre 1907.)

(Voir *le Radium*, 4-285 1907).

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

La présence du cuivre et du lithium dans les minéraux contenant du radium. — H. Mc Coy *Nature*, 77 79-1907. — Si l'observation de W. Ramsay est exacte, il est possible que le phénomène qui se produit en solution puisse également se produire sur les substances solides : il est donc naturel de penser que des minéraux renfermant du cuivre et du radium doivent également contenir du lithium. Ce fait a été confirmé par Mc Coy, qui a trouvé dans différents minéraux radioactifs (pechblende de Gilpin County, carnotite de Montrose County, du Colorado, pechblende de Bohême) la présence simultanée du cuivre et du lithium. Ce fait vient à l'appui de l'expérience de Ramsay, sans toutefois la confirmer; la présence du cuivre peut être purement accidentelle. D'ailleurs l'auteur a trouvé une matière, la gummite de la Caroline du Nord, qui contient du lithium, sans manifester les réactions du cuivre. M. Mc Coy suppose que dans ce minéral la transformation du cuivre en lithium est complète.

Sur le lithium contenu dans les minéraux radioactifs. — Mlle Gleditsch (*C. R. Académie des Sciences*, **146** 1148 1907). On sait que Ramsay a annoncé que l'émanation du radium transforme le cuivre en lithium. Il était intéressant de savoir si les minerais qui contiennent en même temps du cuivre et du radium contiennent aussi du lithium. Sur la proposition de Mme Curie l'auteur a commencé à ce point de vue l'analyse de quelques minerais radioactifs. La pechblende de Saint-Joachimsthal (Bohême) contient du lithium, mais en très petite quan-

[illegible] lithium. [illegible] lithium et [illegible] radioactifs. [illegible] possible, un rapport entre le cuivre et le lithium contenus dans ces minerais.

Radioactivité des sources de Kissingen. — F. Gehlitzsch (*Phys. Z.*, 8, 642, 1907). — La méthode employée est celle de Schmidt, mais la formule de Schmidt est remplacée par une formule un peu plus correcte. On a tenu compte aussi de l'absorption du rayonnement par les parois en introduisant le terme correctif signalé par [illegible]. Les sources étudiées ont montré en général une activité notable, croissant d'abord avec le temps, puis décroissant lentement jusqu'à une valeur résiduelle très faible. Au bout de 3 ans cette valeur résiduelle avait de nouveau [illegible]. Tout se passe comme si les eaux étudiées contenaient de fortes teneurs en thorium, avec des traces importantes de radium. Léon Bloch.

Recherches sur la radioactivité de l'air dans ses rapports avec les facteurs géologiques. — G. V. dem Borne (Thèse présentée à la Faculté de Breslau). — Description d'un appareil du genre Elster et Geitel et résumé de nombreuses mesures faites en Allemagne. La radioactivité est la plus grande dans les terrains argileux, elle est très faible dans les couches carbonifères d'origine organique. L'auteur pense que la substance mère du radium ne peut pas être l'uranium. Léon Bloch.

Sur la substance mère du radium. — Otto Hahn (*Ber. d. deut. Chem. Ges.*, 4415-1907). — La parenté du radium et de l'uranium n'est plus mise en doute aujourd'hui, depuis que les recherches de Boltwood ont montré la proportionnalité approchée de ces deux éléments dans la plupart des minéraux radioactifs. Mais nous ne savons encore presque rien sur les produits intermédiaires entre l'uranium, ou plutôt l'uranium X, et le radium. Boltwood avait cru d'abord combler la lacune qui sépare l'uranium du radium en y mettant la famille de l'actinium. Mais à la suite des expériences de Rutherford et des siennes propres il a renoncé à cette idée, et il pense que la substance mère du radium est un élément qui suit les réactions du thorium et que pour ce motif il avait d'abord trouvée associée à ses préparations d'actinium. La substance nouvelle, qu'il nomme *radiothorium*, émettrait des rayons α de faible pénétration.

M. Hahn arrive par une voie toute différente à la même conclusion que Boltwood : existence d'un corps nouveau, suivant les réactions du thorium, et produisant le radium.

Le point de départ de ses recherches a été l'observation que les sels de thorium « purs » un peu âgés contiennent des quantités de radium relativement notables, et en tous [illegible] proportion avec l'uranium présent dans la matière première [illegible].

Il a alors mesuré, aussi exactement que possible, la teneur en radium d'un certain nombre d'échantillons de thorium d'âge bien connu. Après avoir abandonné les solutions à elles-mêmes pendant deux mois environ en vase clos, il a [illegible] du radium. *Lorsque on en laisse avant à peu près [illegible]*, dans la préparation initiale du thorium [illegible] temps que lui une substance nouvelle, génératrice de radium. Si d'une solution [illegible] au bout de deux mois un accroissement de teneur en radium, nouvelle preuve que [illegible] substance mère du radium [illegible] avec le thorium. On obtient le même résultat négatif avec le radiothorium, qui, par son mode même de préparation, a été séparé du thorium par le sulfate de baryte.

En tenant compte des variations de la teneur en radium avec l'âge des préparations de thorium, on peut arriver à calculer la constante de temps du radium en supposant que ce corps est produit par la substance nouvelle associée au thorium.

100 grammes de thorium de juillet 1906 contenaient $5,5.10^{-10}$ gr. de radium ($RaBr_2$).

100 grammes de thorium de février 1902 contenaient $2,8.10^{-9}$ gr. de radium ($RaBr_2$).

100 grammes de thorium de février 1900 contenaient $4,1.10^{-8}$ gr. de radium ($RaBr_2$).

On trouve en partant de là pour la constante de temps du radium les nombres 5250, 2840 et 2650 années, qui sont en bon accord comme ordre de grandeur avec l'évaluation approchée de Rutherford (2600 années).

Léon Bloch.

Détermination du coefficient de solubilité de l'émanation du radium dans différentes solutions. — M. Kofler (*Phys. Zeitsch.*, 11, 6, 1908). — Les coefficients de solubilité ont été déterminés par la méthode de Hofmann (Circulation de l'émanation en système clos jusqu'à établissement de l'équilibre entre l'air et le liquide).

On a étudié, sous différentes concentrations, le nitrate de plomb, le sublimé, le nitrate et le sulfate de cuivre, les sulfates de zinc et de fer, le permanganate de potasse, le chlorate de potasse, le sel marin et le sel ammoniac.

Les résultats sont les suivants : le coefficient d'absorption diminue quand la concentration augmente ; en admettant la même loi de variation avec la concentration, le coefficient de solubilité augmente avec le poids moléculaire pour des solutions de même poids spécifique ; il semble qu'il soit de même pour des solutions équivalentes ; dans les solvants organiques (ferro-cyanure de potassium, saccharose), les mêmes lois apparaissent, mais moins nettement. L'eau salée a un coefficient de solubilité $\alpha = 0,165$ bien inférieur à l'eau distillée, observation qui peut avoir son importance dans l'étude de la radioactivité de l'atmosphère.

Léon Bloch.

Note sur la radioactivité de la source Lerez. — J. Munoz del Castillo (*Ann. de la Société espagnole de Physique et de Chimie*, octobre et novembre 1907).

Sur les premiers produits de la décomposition de l'actinium (émanium), une nouvelle émanation et la formation de l'hélium à partir de l'actinium. — F. Giesel (*Berichte*, 40, 5011, 1907).

Électronique

Le nombre d'électrons dans l'atome. — Norman Campbell (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14, 287, 1907). — L'auteur propose l'hypothèse que l'énergie potentielle d'un électron en mouvement sur une orbite fermée, énergie qui est libérée quand l'orbite devient instable est du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique maxima que les électrons peuvent posséder sans sortir de leur orbite. En prenant $5,25\ 10^8$ pour cette vitesse, la plus petite qui ait été observée (rayons δ), l'auteur trouve, pour l'atome de radium, [illegible] qu'il dégage pendant toutes ses transformations : $N = 2,5\ 10^8$.

En admettant que la masse de l'atome de radium est la

[illegible] les mesures des [illegible] faites, on trouverait $N = 4,5.10^{[illegible]}$ [illegible] et H à les prévoir convenablement.

Le professeur J. J. Thomson admet que la particule cesse de produire l'ionisation quand sa vitesse est telle qu'un corpuscule puisse s'y fixer. Or, les rayons positifs ont une vitesse de $1,8 \times 10^8$ centimètres : sec., alors que les rayons X perdent la propriété de produire la phosphorescence pour une vitesse de $1,1 \times 10^{[illegible]}$ centimètres : sec. Ceci conduit l'auteur à penser que pour que la phosphorescence se produise, il faut que l'énergie cinétique reçue par une unité de surface dépasse une certaine valeur. La différence provient alors de ce que dans le premier cas, il y a un grand nombre de particules de faible vitesse : dans le second, il y a beaucoup moins de particules mais dont la vitesse est beaucoup plus grande.

M. Moulin.

Rayonnement de groupes d'électrons. — **G. A. Schott.** (*Ann. d. Phys.*, IV, 24, 655, 1907). — M. Schott appelle groupes d'électrons des systèmes de h électrons équidistants décrivant la même circonférence. Il montre que le rayonnement d'un groupe d'électrons est très inférieur à la somme des rayonnements de chaque électron isolé, par suite de phénomènes d'interférence. Si au mouvement d'ensemble du groupe d'électrons se superpose une perturbation, l'énergie rayonnée par la perturbation peut être calculée, elle est sous certaines conditions assez importante pour expliquer les raies spectrales. Mais pour rendre compte des séries de raies spectrales, les formules posées ne suffisent plus. Si l'on admet les formules de Rydberg, il est possible de poser *a priori* les expressions du rayonnement, et il n'y a plus que les difficultés mathématiques inhérentes à la sommation des séries. Léon Bloch.

Sur la masse électromagnétique. — **T. Levi-Civita** (*Il Nuovo Cimento*, octobre 1907). — Rapport présenté au Congrès de Parme sur la formation historique et la signification théorique de la mécanique de l'électron. L'auteur fait ressortir les difficultés qui subsistent lorsqu'on veut appliquer au mouvement de l'électricité des équations complètes et rigoureuses. Il ne semble pas convaincu qu'un modèle électro-magnétique de toute matière puisse s'obtenir autrement que par un cercle vicieux.

Léon Bloch.

Quantité élémentaire d'énergie, modèle de l'électricité positive et négative. — **J. Stark** (*Phys. Zeitsch.*, 8, 881, 1907). — En combinant le principe de relativité et le principe de la moindre action, M. Planck a établi la formule

$$M = \frac{E}{c^2} \qquad (1)$$

où M_0 et E_0 désignant la masse et l'énergie interne d'un corps au repos, c la vitesse de la lumière.

Appliquant cette formule à l'électron au repos, M. Stark attache à cet électron une quantité élémentaire d'énergie interne égale à M_0c^2 ou à $5,08.10^{-[illegible]}$ [illegible] Ce serait l'unité naturelle, l'atome d'énergie.

Si l'électron est un mouvement, son énergie est $e = e\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, c'est-à-dire qu'elle s'est accrue d'une quantité d'énergie cinétique égale à

$$e_k = e\,\frac{1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (2)$$

c'est-à-dire égale en première approximation à $\frac{1}{2}mv^2$.

Admettant d'autre part la théorie du rayonnement de Planck, et y donnant aux constantes universelles qui figurent les valeurs indiquées par l'expérience, M. Stark arrive à définir une unité naturelle ou absolue de temps. La théorie de Planck donne en effet entre l'énergie d'oscillation e et la fréquence n d'un résonateur de la relation

$$e = h\,n \qquad (3)$$

où $h = 6,55.10^{-[illegible]}$ [illegible]

Posons $h = \frac{1}{n_0}$ [illegible] n_0 représentera la fréquence minimum avec laquelle peut vibrer l'électron au repos. Cette fréquence correspond à une période $T_0 = 1,28.10^{-20}$ secondes, qui constitue l'unité absolue de temps.

La formule (3) peut permettre d'autres conclusions intéressantes. On peut l'appliquer à la recherche de la longueur d'onde minimum des rayons Rontgen émis par l'arrêt d'une particule cathodique. Si celle-ci a acquis au travers de la chute de potentiel V une énergie cinétique εV, et si elle est freinée pendant un temps τ, on trouve pour valeur de λ

$$\lambda = \frac{2h}{\varepsilon V} = 6,1.10^{-8},$$

valeur située dans l'extrême ultraviolet et très conciliable avec le résultat des mesures de Haga et Wind.

Un calcul analogue pour les électrons contenus dans un métal à la température T et possédant par suite une énergie $\frac{3}{2}RT$ conduit à une émission située dans l'infra-rouge à la température de 1000 degrés.

Inversement, la formule (3) peut servir à calculer la longueur d'onde excitatrice quand on connaît la vitesse d'émission des rayons cathodiques qu'elle libère. Les mesures de Innes sur le rayonnement cathodique secondaire (vitesse initiale 8.10^9) conduisant à une longueur d'onde des rayons Röntgen égale à 2.10^{-8}.

A côté de ces considérations, M. Stark en développe d'autres relatives à un modèle d'électricité positive. On obtient d'après lui un semblable modèle en prenant un anneau d'électrons équidistants et retenus sur une orbite commune par une force centrale (qu'il resterait à expliquer). L'atome neutre s'obtiendrait en plaçant au centre de l'anneau assez d'électrons négatifs pour compenser l'effet de cette force centrale. Pour M. Stark, ces électrons centraux seraient ceux qu'il est relativement facile de détacher de l'atome par émission cathodique ou liaison chimique, les électrons périphériques sont ceux que mettent en liberté les processus radioactifs. L'énergie interne d'un atome étant égale à M_0c^2 est égale à $n.1,08.10^{-[illegible]}$ [illegible], où n désigne le poids atomique. Cette valeur énorme explique l'importance des quantités d'énergie libérées dans les processus radioactifs.

M. Stark termine en indiquant un nouveau système d'unités absolues. Ce serait celui où l'on prendrait comme unités [illegible], T, et c. Ce système devrait s'appeler système [illegible] mique absolu. Léon Bloch.

Propriétés optiques et théorie des électrons. **H. Erfle** (*Ann. d. Phys.*, IV, 24, 672, 1907). — Ce travail suit les idées et les notations du célèbre mémoire de Drude[1] sur la dispersion. Il comporte deux parties originales. D'abord l'auteur a fait des mesures de dispersion

[1] [illegible] *d. Phys.*, 14, [illegible] 1904.

[illegible] trois corps magnétiques [illegible] la benzine, la monobromonaphtaline [illegible] de [illegible]. Ces trois corps ont une formule du type suivant :

$$[illegible] = \frac{[illegible]}{[illegible]} \cdot \quad (1)$$

La constante [illegible] dans cette formule est beaucoup plus petite que la valeur calculée dans la théorie de Drude.

M. Erfle s'est surtout préoccupé de l'influence de la température sur la dispersion et sur la réfraction spécifique $\left(\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}\right)$. Les observations ont porté en général sur l'intervalle de température 0 — 30°. Quand la température augmente, on observe un déplacement des raies d'absorption vers le violet, ce qui s'interprète dans la théorie de Drude par une diminution corrélative de la mobilité moyenne θ_h des électrons liés. Les solides présentent le plus souvent l'effet inverse, au moins au voisinage de la température ordinaire. Les observations ne permettent aucune conclusion en ce qui concerne l'effet de la température sur la mobilité des groupements positifs (ions infra-rouges).

Les liquides étudiés se comportent comme s'ils possédaient dans l'ultra-violet plusieurs bandes d'absorption.

M. Erfle a recalculé et complété les tableaux numériques de Drude, donnant les valeurs de p (limite supérieure du nombre des électrons par atome intéressé dans la dispersion). Il retrouve comme Drude le caractère additif de la quantité p, qui peut se rapprocher de la réfraction moléculaire de Lendolt Bruhl. M. Erfle insiste sur l'influence des liaisons chimiques (liaisons éthyléniques, benzéniques, etc.) sur la valeur de p.

Accessoirement, il calcule, en partant de la dispersion, des limites supérieures du nombre de Loschmidt. Les nombres obtenus sont d'un ordre de grandeur convenable.

Léon Bloch.

L'électricité négative et positive en analyse spectrale, par **J. Stark** (*Jahrb. der Radioakt.*, **4**, p. 251, 1907). — [Conférence faite au Congrès des naturalistes et médecins Hollandais de Leyde, en 1907]. — Voici la conclusion de la conférence de Stark :

D'après le phénomène de Zeemann les centres d'émission des lignes d'un spectre de séries sont les électrons négatifs ; il est possible que les lignes des spectres de bandes soient émises également par les électrons négatifs.

L'effet Doppler dans le spectre des rayons canaux montre que le *support* des spectres de bandes (c'est-à-dire le système complexe où se produisent les vibrations) ne possède pas de charge électrique ; les supports des spectres de série sont les atomes-ions positifs.

Lorsqu'un électron négatif s'échappe d'un atome neutre, les électrons négatifs qui demeurent dans l'ion positif ainsi formé acquièrent la propriété d'effectuer des vibrations propres électromagnétiques et d'émettre les séries de doublets. La séparation d'un deuxième électron négatif modifie les vibrations propres des électrons qui sont restés dans l'ion positif divalent, et qui émettent alors les séries de triplets. Les spectres de bandes ne présentent pas le phénomène de Zeemann [illegible] dans le support électrique [illegible] les électrons négatifs ne semblent posséder pour chaque vibration qu'un seul degré de liberté, au contraire, [illegible] le phénomène de Zeemann les électrons négatifs [illegible] l'ion possède [illegible] pour chaque vibration plusieurs degrés de liberté, la séparation d'un deuxième électron fait encore croître le nombre de degrés de liberté.

E. Bauer.

Sur les phénomènes corrélatifs de l'effet Zeeman longitudinal. — **L. Geiger** (*Ann. d. Physik.*, **24**-579-1907). — Note corrective de certains tableaux de nombres publiés antérieurement, qu'on avait négligé de réduire aux unités absolues.

Les principaux résultats des mesures sont les suivants :

1° Différents verres d'Iéna, à base de baryte, de plomb, ou de soude.

Malgré leurs grandes différences de densité et de propriétés optiques, tous ces verres ont des constantes magnétiques (négatives) très-voisines, de l'ordre de 10^{-6} par unité de volume. L'opale donne aussi un nombre très voisin.

2° Le sel gemme, l'alun, le nitrate de plomb (cristaux cubiques), donnent tous sensiblement la même valeur. La fluorine donne une valeur double, la galène une valeur presque triple, tous ces corps étant diamagnétiques.

3° La pyrite est magnétique, $K = 55,6.10^{-7}$, la blende diamagnétique, $K = 10,4.10^{-7}$.

4° Parmi les uniaxes, la calcite donne suivant l'axe $K_3 = -11,01.10^{-7}$, et dans la direction perpendiculaire $K_1 = 9,87.10^{-7}$, nombre intermédiaire entre ceux de Tyndall et de Konig. La dolomie donne $K_3 = +54,9.10^{-7}$, $K_1 = -22,5.10^{-7}$, elle est donc sensiblement paramagnétique. Le quartz donne $K_3 = -12,5.10^{-7}$, $K_1 = -12,2.10^{-7}$, c'est-à-dire qu'au point de vue diamagnétique, il est sensiblement isotrope. La baryte, par contre, est fortement diamagnétique, $K_3 = -10,4.10^{-7}$, $K_1 = +22,5.10^{-7}$. Le rutile est fortement magnétique, $K_3 = +88,9.10^{-7}$, $K_1 = +83,3.10^{-7}$, la tourmaline l'est moins, $K_3 = +25,2.10^{-7}$, $K_1 = +34,7.10^{-7}$, l'apatite est diamagnétique $K_3 = -8,45.10^{-7}$, $K_1 = 8,45.10^{-7}$, ce qui correspond à l'isotropie magnétique.

5° Parmi les biaxes, la topaze donne sensiblement les mêmes nombres suivant les trois axes, savoir — 14,5, — 14,7 et — 14,7.10^{-7}. La célestine présente de petites différences, — 15,5, — 12,4 et — 14,7.10^{-7}. L'aragonite donne $K_1 = -11,5.10^{-7}$, $K_2 = -11,5.10^{-7}$ et $K_3 = 15,0.10^{-7}$.

Léon Bloch.

Théorie du déplacement des raies spectrales produit par la pression. - **O. W. Richardson** (*Phil. Mag.* **14**-557-1907). — L'hypothèse faite par l'auteur est que le déplacement des raies qui a été observé à haute pression par MM. Humphreys et Mohler[1] est dû à la réaction sur l'atome rayonnant des vibrations forcées que cet atome produit dans les atomes voisins, les forces qui produisent ces vibrations étant les forces électrostatiques dues au déplacement des électrons.

Le calcul montre que l'effet produit par cette réaction est bien dans le sens d'un accroissement de la longueur d'onde et proportionnel à la pression, mais l'ordre de grandeur que l'on peut prévoir pour le déplacement est beaucoup plus grand que le déplacement trouvé expérimentalement. Ce fait est probablement dû à la complexité de la structure de l'atome, le calcul étant fait en supposant que les électrons se déplacent autour d'une position d'équilibre vers laquelle ils sont ramenés par une force proportionnelle au déplacement et que, par suite du déplacement des électrons, l'atome agit comme un doublet de moment proportionnel à ce déplacement.

Le mouvement des atomes ne peut avoir d'effet appréciable ; les actions d'origine magnétique sont négligeables devant les actions électrostatiques.

M. Mouren.

Théorie de l'élargissement des raies spectrales fondée sur la résonance. — **Walfrid Ekman** (*Ann. d. Phys.*, **24**-597-1907). — L'élargissement des raies

1. *Astrophys. Journ.* **3**, page 114, 1896.

spectrales, dans la mesure où il ne résulte pas de l'effet Doppler, reste encore inexpliqué. M. Ekman montre qu'il ne peut s'agir d'un effet des collisions ou d'un effet d'amortissement. Il fait voir qu'en se fondant sur ses résultats relatifs à la résonance de deux oscillateurs et en assimilant les molécules gazeuses à de semblables oscillateurs on peut arriver à prévoir, d'une manière approchée, non seulement un élargissement des raies spectrales de l'ordre de grandeur voulu par l'expérience, mais encore la proportionnalité de cet effet à la densité du gaz.

Léon Brou.

Sur les anomalies des diélectriques. — E. v. Schweidler (*Ann. der Phys.*, IV 24 711 1907). — Ce travail est un exposé d'ensemble de la question des diélectriques liquides et solides. Il comporte une partie originale sur la théorie des résidus diélectriques, et quelques résultats expérimentaux venant à l'appui de cette théorie.

Un diélectrique peut présenter quatre sortes d'anomalies, c'est-à-dire de phénomènes ne s'expliquant pas par l'existence d'un pouvoir inducteur défini :

1° Effets résiduels, c'est-à-dire effets de surcharge ou de décharge lente dans un champ électrique constant qu nul ;

2° Pertes d'énergie sous forme de chaleur dans un champ alternatif tournant (hystérésis diélectrique) ;

3° Forces pondéromotrices appliquées au diélectrique s'il est placé dans un champ tournant ;

4° Effets de variation de capacité avec le temps de charge ou la période du courant de charge.

M. v. Schweidler commence par établir la connexité de ces quatre sortes d'anomalies. Elles se déduisent toutes de l'une d'entre elles, par exemple de l'existence des résidus.

Il examine ensuite les différentes théories qui ont été proposées pour expliquer ces effets. Mais il faut établir d'abord l'incompatibilité de ces effets avec la théorie normale des diélectriques, c'est-à-dire avec la théorie qui caractérise les diélectriques par un pouvoir inducteur bien défini, auquel se superpose éventuellement une faible conductibilité ohmique. M. v. Schweidler montre qu'on peut à la rigueur retrouver de la sorte des phénomènes qualitativement comparables à ceux que fournit l'expérience, mais qu'au point de vue quantitatif l'explication est insuffisante.

On est alors ramené :

1° Soit à la théorie de Maxwell, qui attribue les anomalies diélectriques à une hétérogénéité dans la structure de la substance (variation du pouvoir inducteur d'un point à un autre). M. v. Schweidler ne rejette pas cette théorie, il signale simplement qu'elle conduit à des complications mathématiques qui la rendent pour le moment stérile ;

2° Soit à des anomalies de conductibilité (existence d'une conductibilité électrolytique ou ionique dans la masse du diélectrique). Ces phénomènes doivent jouer un rôle, mais ne peuvent suffire à expliquer l'ensemble des anomalies diélectriques ;

3° Soit à l'hypothèse d'une hystérésis diélectrique (retard de la polarisation sur la force électromotrice appliquée), comparable à l'hystérésis magnétique ;

4° Soit enfin, et c'est l'explication que M. v. Schweidler trouve la plus plausible, à l'hypothèse d'une *hystérésis visqueuse*, telle que l'a établie et précisée M. Pellat.

La principale difficulté est d'accorder la théorie de M. Pellat avec le résultat des observations touchant le courant résiduel. La théorie de Pellat ne fournit en effet que des variations exponentielles en fonction du temps, alors que le plus grand nombre des expérimentateurs ont trouvé des lois hyperboliques. M. v. Schweidler croit résoudre les contradictions en complétant la théorie de M. Pellat de la manière suivante : à la place d'une polarisation retardée, il introduit une somme de polarisations partielles de décrément convenable. Comme toute fonction peut se représenter avec l'approximation que l'on désire par une série d'exponentielles convenablement choisies, M. v. Schweidler arrive sans peine à identifier sa formule théorique avec les lois expérimentales. Il cherche à rendre son hypothèse vraisemblable en en indiquant l'interprétation mécanique : à côté des électrons liés qui peuvent osciller dans le diélectrique sous l'action d'un champ électrique, il existe des électrons amortis qui, une fois déplacés de leur position d'équilibre, y reviennent d'une façon apériodique.

Dans une partie proprement expérimentale, M. v. Schweidler énumère les résultats qu'il a obtenus en mesurant, au moyen d'un dispositif galvanométrique sensible, les courants de charge lente et de décharge lente à travers un diélectrique mis au contact des armatures d'un condensateur plan. Il retrouve les lois hyperboliques, le principe de superposition indiqué par J. Curie, l'effet de la température et la proportionnalité du courant résiduel au voltage.

Le mémoire se termine par une bibliographie détaillée.

Léon Brou.

Une distance limite pour laquelle les rayons positifs perdent leur pouvoir de produire la phosphorescence. — Jakob Kunz. — (*Phil. Mag.* 14 615 1907). — L'appareil est représenté figure 1. Le petit tube

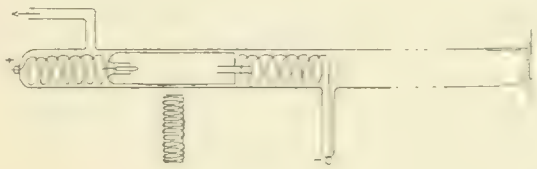


Fig. 1.

intérieur peut être déplacé dans le tube extérieur au moyen d'un électro-aimant. Le tube extérieur a 70 centimètres de long et 3,3 centimètres de diamètre, le tube par lequel sortent les rayons positifs a 1,5 millimètre de diamètre. A l'extrémité du tube extérieur, se trouve un écran de willémite précédé d'un diaphragme dont la moitié de l'ouverture est couverte par une lame de quartz. On compare les deux plages : une seule est rendue lumineuse par les rayons positifs, les deux reçoivent la lumière qui provient du petit tube de Rontgen intérieur. A mesure qu'on avance le petit tube vers l'écran, on voit la phosphorescence se produire brusquement puis augmenter. (Cette limite peut se déterminer à 4 millimètres près pour un parcours de 41 centimètres.) L'expérience a été faite avec l'air.

L'énergie calculée en admettant que les électrons se meuvent sur une sphère de 10^{-8} cm. de diamètre sous l'influence de l'attraction d'un centre de même charge est sensiblement la même. Si on admet que cet électron est attiré par une charge N, on peut avoir une valeur minima pour Ne : $N = 1200$.

M. M.

Sur la dispersion des rayons α. — W. H. Bragg (*Phys. Zeitschr.*, 8 886 1907). — Courtes observations sur le travail de Mlle L. Meitner. M. Bragg maintient sa manière de voir touchant l'interprétation à donner aux effets de retournement des écrans constatés par Mme Curie.

L. B.

Sur la radiation Röntgen secondaire des gaz et des vapeurs. — J. A. Crowther (*Phil. Mag.*, 14 655-1907). — L'auteur compare le rayonnement secondaire des gaz au rayonnement secondaire de l'air. Il emploie deux boîtes de laiton A et A' [illegible]

[illegible] tube à rayons [illegible] par la feuille

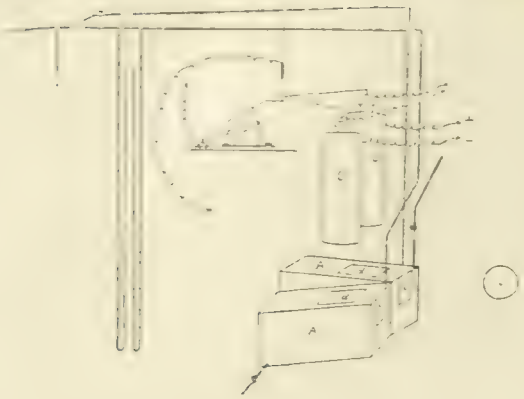


Fig. 1

d'aluminium mince d (de 6 centimètres carrés) arrivent sur les chambres d'ionisation B et B' qui servent à la mesure et sont reliés à un électroscope Wilson.

L'ionisation en B et B' provient de trois causes :

1° Le rayonnement secondaire du gaz contenu dans la boîte correspondante.

2° Le rayonnement tertiaire des fenêtres d'aluminium d ;

3° L'ionisation spontanée de l'air.

Pour examiner l'effet de ces trois causes, chaque électrode B et B' est reliée à un électroscope et on compare les courants obtenus quand on fait varier la pression en A, l'air en A' étant à la pression atmosphérique. (On recommence ensuite l'expérience en faisant varier la pression en A'). En traçant la courbe de l'ionisation en B, l'ionisation en B' étant prise comme étalon, on obtient une [illegible] et dont l'ordonnée à l'origine mesure le rayonnement qui provient des parties solides de l'appareil et qui est indépendant du gaz.

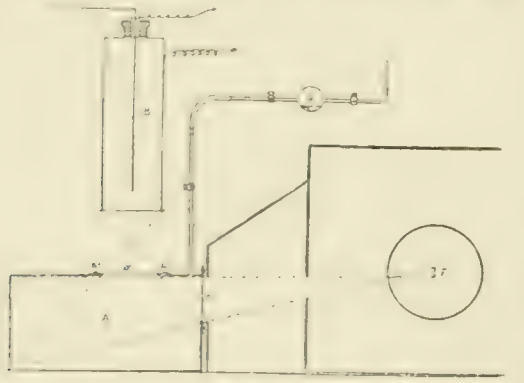


Fig. 2

[illegible]

1° [illegible] h

2° [illegible]

3° [illegible] p

4° D'un facteur dépendant des dimensions de l'appareil et indépendant de la nature du gaz et de l'intensité du rayonnement, V.

Si G représente le « coefficient de rayonnement secon- [illegible]

$$kpGV$$

Le rayonnement des parois solides peut se représenter par

$$hC$$

C étant une constante dépendant des dimensions et si S représente l'ionisation spontanée, le courant dans la chambre d'ionisation est représentée par

$$kpGV + hC = S.$$

Les électrodes de B et B' étant reliées au même électroscope et les cylindres B et B' étant chargés à des potentiels égaux et de signes contraires, on mesure d'abord S — S' en l'absence de rayons X puis, en faisant varier la pression en A, on s'arrange pour que la différence des ionisations soit égale à S — S' quand on fait agir les rayons X. La pression de l'air en A est alors p'. Soit p la pression que doit avoir le gaz étudié placé en A pour que la différence entre son rayonnement secondaire et le rayonnement secondaire de l'air en A' soit encore S — S', on a, en appelant G et G les coeffients relatifs à l'air et à ce gaz :

$$\frac{G}{G} = \frac{p'}{p}$$

Pour tenir compte de l'absorption du rayonnement par le gaz, l'auteur détermine le rapport $\frac{G}{G}$ pour différentes pressions. Il obtient ainsi des droites qu'il extrapole pour avoir la valeur de ce rapport correspondant à une très faible pression. La correction est généralement petite.

Deux autres corrections doivent être faites pour tenir compte :

1° D'une absorption différente des rayons secondaires par la fenêtre d'aluminium d ;

2° De la différence d'ionisation produites par des rayons de caractère différent.

Tableau I.

Substances	I	II	III	IV	V
Air	1,00	25	1,00	1,00	1,00
H_2	0,12	25	0,12	0,07	1,71
He	0,16	25	0,16	0,14	1,14
NH_3	0,66	25	0,66	0,59	1,12
N_2	0,97	25	0,97	0,97	1,00
O_2	1,12	25	1,12	1,11	1,00
N_2O	1,53	25	1,53	1,53	1,00
CO_2	1,54	25	1,54	1,53	1,00
SO_2	2,80	25	2,80	2,22	1,26
$CH_3CO_2CH_3$	2,72	25	2,72	2,57	1,06
CCl_4	9,3	27	8,6	5,55	1,61
$NiCO_4$	38,4	73	8,1	5,90	1,37
AsH_3	785	65	2[illegible]5	2,71	75,6
C_2H_5Br	545	54	217	3,78	57,5
$C_2H_4Br_2$	1100	50	445	6,53	68,2
$SnCl_4$	72,1	24	72,1	9,01	8,0
CH_3I	41,5	25	41,5	4,9[illegible]	8,4

Il est facile de tenir compte de la première cause. Pour la seconde, l'auteur admet que l'ionisation est proportionnelle à l'absorbabilité des rayons. Il détermine leur coefficient d'absorption en plaçant sur leur trajet une feuille de papier d'étain et en ramenant l'équilibre comme précédemment, mais en faisant varier la pression de l'air dans la boîte qui sert d'étalon. En plaçant un écran d'étain devant la fenêtre c de l'une des boîtes et un autre devant la fenêtre d de l'autre boîte, toutes les deux contenant de

l'air, on pouvait voir si le rayonnement secondaire était du même type que le rayonnement primaire. Il en est bien ainsi quelle que soit la pénétration des rayons primaires.

Les expériences ont montré que le phénomène subsiste quelle que soit la dureté des rayons primaires. Les constantes introduites en sont donc indépendantes.

Le tableau I donne les résultats obtenus. La colonne I donne la radiation secondaire relative mesurée directement par l'ionisation ; la colonne II l'absorption pour cent des rayons secondaires par une feuille de papier d'étain ; la colonne III le rayonnement secondaire corrigé ; la colonne IV la densité relative des gaz et la colonne V le rapport de l'intensité de la radiation secondaire à la densité relative. On voit que la loi de proportionnalité à la densité trouvée par Barkla[1] pour quelques gaz n'est pas générale.

La radiation secondaire d'une molécule du gaz est la somme des radiations secondaires émises par les atomes qui la composent ; la radiation secondaire d'un atome est indépendante de son état chimique.

La caractère du rayonnement secondaire de l'atome est sensiblement le même qu'il soit à l'état gazeux ou à l'état solide.

Les gaz peuvent être partagés en deux catégories. Pour la première, qui contient les éléments de poids atomique

Tableau III.

Éléments	Poids atomique	Radiation secondaire par atome (O = 16)	Rapport secondaire/poids atomique
Hydrogène . . .	1,0	1,7	1,7
Hélium . . .	4,0	4,5	1,1
Carbone	12,0	12,0	1,0
Azote	14,0	14,0	1,0
Oxygène	16,0	16,0	1,0
Soufre	32,0	45,1	1,4
Chlore	35,4	58,6	1,6
Nickel	59	120	2,0
Arsenic	75	5860	75,1
Brome	80	6280	78,5
Etain	118	1850	15,5
Iode	127	1170	9,1

plus faible que celui du soufre, la radiation secondaire de l'atome est proportionnelle au poids atomique, sauf pour l'hydrogène. Les éléments de poids atomique élevé émettent une bien plus grande proportion de rayons secondaires, généralement plus doux.

Le rapport des intensités des rayons primaires et secondaires est indépendant de l'intensité des rayons primaires et, en général, de leur dureté. Toutefois, pour quelques gaz, l'intensité du faisceau secondaire augmente avec la dureté des rayons primaires. M. Moulin

Sur les rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ. — R. D. Kleeman (*Phil. Mag.*, 14 618-1907). — L'appareil employé est représenté figure 1. Le rayonnement du radium traverse une lame de plomb N qui enlève les rayons β et tombe sur la substance placée dans une petite boîte circulaire *a* (de 5,6 centimètres de diamètre) en zinc mince, placée elle-même dans une autre *b* dont le fond est une lame de plomb de 3 millimètres d'épaisseur. Le tout est placé sur un plateau d'aluminium *d*. Le rayonnement est mesuré par l'ionisation qu'il produit en A, l'ionisation produite par le rayonnement direct étant en partie compensée par B. Le volume d'air dont on mesure l'ionisation est limité par une toile métallique au-dessous de laquelle un champ électrique inverse empêche la diffusion, au-dessus d'elle, des ions qui sont produits dans cette région.

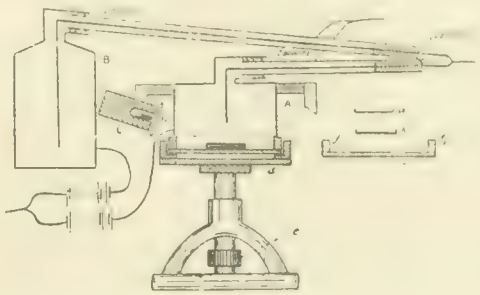


Fig. 1.

La méthode de mesure est la suivante : soient n_c, m_c, u_c les radiations cathodiques secondaires, n, m, u les rayonnements γ secondaires de la substance, du plomb et de l'aluminium (mesurés par l'ionisation qu'ils produisent) et K l'ionisation produite par le rayonnement direct du radium. L'auteur admet que les rayonnements γ traversent les substances sans absorption sensible, de sorte que la mesure faite avec la substance donne une ionisation

$$K - n_c - m - n \ ;$$

une deuxième mesure faite en plaçant le disque *b* au-dessus de *a*, c'est-à-dire de la substance, donne :

$$K - m - m - u$$

de sorte que la différence des mesures donne

$$m - n \ .$$

En opérant de même avec l'aluminium, on a :

$$m - u \ .$$

Les différences $m - n$, $m - u$ sont rapportées aux différences $m_c - n_c$ (plomb-aluminium) mesurées dans les mêmes conditions et sont alors indépendantes des conditions exté-

Tableau I.

Substances	Différences des radiations secondaires	Différences des poids atomiques	Substances	Différences des radiations secondaires	Différences des poids atomiques
B — Al	— 12	— 16	Sn — Al	258	52,1
C — Al	— 155	— 15	Zr — Al	265	65,7
Na — Al	— 52	4	Mo — Al	207	68,9
Mg — Al	— 15	2,6	Ru — Al	245	74,7
Si — Al	— 27	— 1,4	Ag — Al	548	81
P — Al	— 1	4	CD — Al	555	85
S — Al	— 11	5	Sn — Al	461	91
Cl — Al	99	15	Sb — Al	405	97
Mn — Al	151	28	I — Al	541	100
Fe — Al	166	29	W — Al	552	157
Ni — Al	176	31,7	Pt — Al	715	168
Co — Al	181	51	Hg — Al	794	175
Cu — Al	206	56,5	Pb — Al	800	180
Zn — Al	215	58,5	Bi — Al	1018	181
As — Al	225	58			

La valeur approchée de la différence des radiations secondaires pour Pt à Pb — Al est 750.

1. Barkla, *Phil. Mag.*, page 685, 1905 et page 545, 1904.

[illegible] et la sensibilité [illegible] Dans le tableau I, la différence [illegible]

[illegible] 0,1 centimètres, suffisante pour produire l'effet maximum. Les unes étaient [illegible] de poudre bien tassée dans la petite boîte *a*.

En traçant la courbe du rayonnement secondaire en fonction du poids atomique le rayonnement secondaire de l'aluminium mesuré par rapport au papier de soie étant 550 [illegible] une série de courbes [illegible] à ceux de la classification [illegible].

Les courbes obtenues par Mc. Clelland pour les rayons secondaires des rayons β diffèrent de celles-ci. Pour les comparer, l'auteur calcule le nombre de corpuscules envoyés par atome et par seconde dans le cas des rayons β et des [illegible] en admettant que les pouvoirs absorbants des substances pour les rayons cathodiques secondaires des rayons γ sont les mêmes que ceux des rayons cathodiques secondaires des rayons β qui ont été donnés par Mc. Clelland et Hacket[1]. Bien que les bases du calcul soient douteuses, les nombres obtenus, calculés relativement à l'aluminium (= 10) pour chaque rayonnement, sont à peu près du même ordre pour chaque groupe. Le tableau II donne ces valeurs (M_1 correspond aux rayons β et M_2 aux rayons γ). Les valeurs de M_1 et de M_2 sont à peu près les mêmes pour les rayons β ou γ. C'est d'ailleurs ce qui résulte d'un travail antérieur de l'auteur. Le tableau III donne les valeurs de ces ionisations relatives et de l'ionisation relative des mêmes gaz d'après les nombres de Bragg.

Tableau II

[illegible]	M_1	M_2
Aluminium	10,0	10,0
[illegible]	40,0	42,8
[illegible]	77,2	70,1
[illegible]	47,7	49,7
[illegible]	107	115
[illegible]	107	115
[illegible]	115	119
[illegible]	288	255
[illegible]	315	285

Tableau III.

Gaz	Ionisation par [illegible] rayons γ	Ionisation par [illegible] rayons β	Ionisation par [illegible] rayons α
Air	1,00	1,00	1,00
O_2	1,16	1,17	1,15
Cl_2	1,58	1,60	1,59
CH_4O	1,75	1,69	1,74
$C_4H_{10}O$	4,29	4,79	4,50
C_6H_6	5,94	5,95	4,50
C_5H_{12}	4,55	4,55	4,85
C_2H_4O	2,17	2,12	2,14
N_2O	1,55	1,55	1,55
C_2N_2	1,71	1,86	1,94
CH_3I	5,57	5,11	5,45
C_2H_5I	6,47	5,99	4,00
CH_3Cl	4,95	4,94	4,08
C_2H_5Cl	5,19	5,24	5,12
CCl_4	6,55	6,28	5,28
CS_2	3,66	3,62	2,99
CH_3Br	3,81	3,75	2,75
C_2H_5Br	4,58	4,41	—
SO_2	2,27	2,25	2,01
NH_3	0,898	0,888	0,99
H_2	0,160	0,165	0,24

Atome	Ionisation par atome rayons γ	Ionisation par atome rayons β	Ionisation par atome rayons α
H	0,18	0,18	0,175
C	0,46	0,46	0,51
N	0,45	0,475	0,47
O	0,58	0,58	0,55
S	1,60	1,60	1,24
Cl	1,44	1,44	1,16
Br	2,81	2,67	1,72
I	4,50	4,10	2,26

Tableau IV.

	Ferm [illegible] 2 mm dépaisseur	Ferm de bismuth 1,5 mm dépaisseur	Ferm de plomb 1,5 mm dépaisseur	Ferm de mercure 1,5 mm dépaisseur	Ferm d'étain 1,5 mm dépaisseur	Ferm de zinc 2,0 mm dépaisseur	Ferm de cuivre 1,8 mm dépaisseur	Ferm de fer 2,5 mm dépaisseur
[illegible] — Al	— 150	— 178	— 126	— 175	— 87	— 64	— 62	— 85
S — Al	18	26	45	54	+ 27	28	16	26
[illegible] — Al	148	189	181	188	160	127	125	122
[illegible] — Al	176	225	227	218	185	156	156	160
Cu — Al	198	250	265	250	191	158	156	167
[illegible] — Al	246	271	272	270	222	189	185	202
[illegible] — Al	398	461	442	456	589	565	574	408
[illegible]	800	800	800	800	800	800	800	800

[illegible] Les trois dernières colonnes donnent les ionisations atomiques.

Les rayons [illegible] sont hétérogènes et, pour étudier la nature des différents constituants, l'auteur remplace les petites boîtes par des disques de même dimension que la plaque [illegible]

[illegible]

1. [illegible] 79, page 520, 1905.

les deux substances à comparer étant placées l'une sur l'autre. Le tableau IV montre que les différences relatives (Pb — Al) 800 varient avec la nature et l'épaisseur de l'écran absorbant. Pour la discussion de ces résultats, nous renvoyons au mémoire. M. Moulin

Radiation Röntgen secondaire dans l'air. — R. T. Beatty. (*Phil. Mag.*, **14**-604-1907). Le dispositif employé est représenté sur la figure 1. P est une chambre d'ionisation qui sert pour la mesure des rayons primaires, B sert à compenser la fuite permanente dans l'appareil de mesure des rayons secondaires. Les mesures se font à l'aide d'électroscopes hétérostatiques de grande sensibilité[1] (fig. 2).

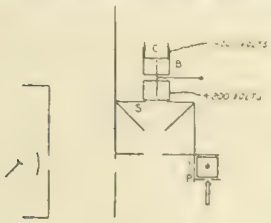


Fig. 1.

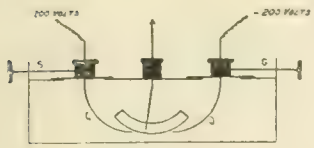


Fig. 2.

L'auteur compare les rayonnements primaire et secondaire en mesurant leur pouvoir pénétrant pour un écran absorbant déterminé, lames d'aluminium de 0,04 cm. d'épaisseur. Soit a le rapport des ionisations données par les rayons secondaires et par les rayons primaires sans écran et soit b le rapport de ces ionisations quand des écrans d'aluminium sont placés en S et en P. Le rapport $\frac{b}{a}$ donne le pouvoir pénétrant relatif des rayons secondaires et primaires $P_{0,04}$. Le faisceau primaire est hétérogène et peut être modifié en plaçant devant le tube des écrans d'aluminium A. Quand on augmente l'épaisseur de l'écran A, $P_{0,04}$, qui était plus grand que 1, diminue régulièrement :

	Épaisseur de l'écran A en centim.	$P_{0,04}$	Pour cent de rayons secondaires absorbés par 0,04
Bobine 85 cms. d'étincelle	0	1,11	52,8
	0,265	1,09	59,8
	0,570	0,995	»
	0,795	0,909	»
Bobine 16,6 cms. d'étincelle	0	1,045	60,2
	0,01	1,025	54,9
	0,02	0,995	53,2
	0,04	0,982	39,6

On peut supposer : 1° que les rayons les plus doux donnent moins de rayons secondaires que s'ils étaient parfaitement diffusés, de sorte que P en arrête plus que S ; 2° que les rayons durs sont quelque peu transformés en une radiation moins pénétrante, de sorte que les rayons secondaires se montrent plus absorbables que les rayons primaires quand il ne reste que des rayons pénétrants.

1. Dans ce mémoire, l'auteur indique un procédé pour couper les feuilles d'or sans abîmer les bords. On étend, à chaud, sur une plaque de verre une couche mince de paraffine sur laquelle on couche une feuille d'or en la tenant par son bord entre deux feuilles de papier. On étend ensuite une deuxième pellicule de paraffine au-dessus et on découpe en bandes avec un canif. On détache par la chaleur et dissout la paraffine par immersion dans le xylol puis dans l'alcool. On laisse ensuite sécher sur du papier exempt de graisse. L'auteur a préparé ainsi des feuilles de 7cm. de long sur 0,1mm. de large.

Les courbes obtenues par l'auteur en faisant varier l'épaisseur des écrans semblent justifier cette hypothèse. M. [illegible]

Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liqueurs hétérogènes. — A. Cotton et H. Mouton (*Ann. de Chimie et de Phys.*, VIII-11 juillet 1907).

Sur l'interprétation théorique des raies spectrales. — J. Hadamard (*Soc. Fr. de phys.*, 6 décembre 1907).

Sur les variations des bandes d'absorption des sels de didyme et d'erbium dans un champ magnétique. — J. Becquerel (*C. R. Acad. des sciences*, **145**-1412-1907).

Sur la théorie des équations de l'électromagnétisme dans les milieux en mouvement. — Franz Kolacek (*Ann. der Phys.*, IV-23-698-1907).

Sur les phénomènes du diamagnétisme et la théorie des électrons. — Z. Thullie (*Acad. des sciences de Cracovie*, n° 7-749-1907).

Sur la théorie électromagnétique de la dispersion et de l'extinction dans les corps gazeux. — L. Natanson (*Acad. des sciences de Cracovie*, n° 4-316-1907).

Radiations

L'absorption sélective des rayons Röntgen. — G. W. G. Kaye. (*Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **14**-256-1907). — L'auteur s'est proposé de chercher une relation entre les rayons Röntgen et le poids atomique de l'anticathode qui les émet. On sait qu'il existe une relation entre les rayons secondaires des rayons β et γ (Mc. Clelland) et des rayons X (J.J. Thomson) et le poids atomique de la substance soumise au rayonnement.

L'appareil employé est représenté fig. 1 et 2. Certaines

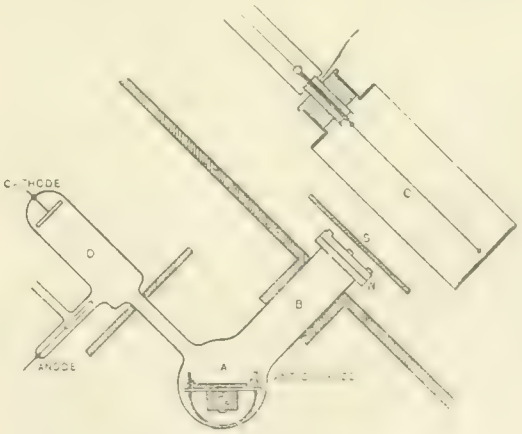


Fig. 1.

substances ayant des points de fusion relativement bas, on emploie, pour éviter un échauffement trop grand, un faisceau de rayons cathodiques parallèles et les rayons X produits sortent en W à travers une feuille d'aluminium de 0,067 millimètres d'épaisseur et de 2 centimètres de diamètre. Les métaux (Pb, Pt, Ag, Cu, Ni, Fe, Al) sont fixés sur un petit chariot qui peut rouler sur des rails horizon-

[illegible] fixe à l'aide [illegible] au moyen d'un aimant.

[illegible] les rayons [illegible] tout les extré- [illegible] aluminium de 0,01

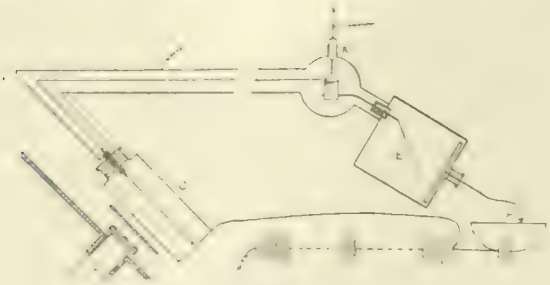


Fig. 2

[illegible]. L'électrode est constituée par un anneau de fil d'aluminium.

[illegible] est complètement entouré de feuilles [illegible] Al, Pt, Cu, Ni, Fe peuvent être disposés entre B et C.

Un écran d'un métal donné est particulièrement trans- [illegible] émise par une anticathode [illegible] anormale se retrouve à un degré moindre pour les métaux dont le poids atomique [illegible] de l'anticathode. Cet effet semble [illegible] que les rayons Röntgen qui proviennent de l'intérieur de l'anticathode ont subi une absorption sélective qui laisse subsister des rayons particulièrement pénétrants pour d'autres couches de la même substance et, à un degré moindre, pour d'autres substances de poids atomiques voisins.

[illegible] d'aluminium, l'intensité de la radiation [illegible] est sensiblement proportionnelle au poids atomique du métal employé comme anticathode. Il se peut que cette absorption sélective présente un maximum pour un certain degré de dureté des rayons X, dépendant du métal, et qu'un métal de poids atomique élevé présente une absorption sélective pour un type plus pénétrant de rayons [illegible] qui produisent cet effet pour un métal de poids atomique plus faible.

[illegible] M. Moulin.

Absorption dans des gaz luminescents. — A. Pfluger (*Ann. d. Phys.*, 24, 515, 1907). — [illegible] de rechercher si, sans rien préjuger du mécanisme de l'émission dans les gaz (incandescence ou luminescence) on peut les considérer comme soumis à la loi de Kirchhoff (proportionnalité de l'émission et de l'absorption). Le renversement spontané des raies spectrales, si souvent observé dans le cas de l'hydrogène, par exemple, [illegible]

Aux faibles pressions, M. Pfluger trouve que l'absorption [illegible] du même gaz est négligeable. Il établit ce fait en prenant deux tubes de Plücker identiques et mis en série sur la même bobine. L'intensité lumineuse, lorsqu'on regarde à travers la succession des deux tubes, est toujours identique, aux erreurs [illegible]

Aux pressions plus élevées (quelques centimètres de [illegible] tube comportant une partie capillaire très courte suivie d'une partie évasée assez longue. Il a pu non seulement retrouver nettement le phénomène du renversement de la raie Hα, mais démontrer qu'il s'agit bien d'un effet d'absorption et que cette absorption a lieu seulement quand le gaz est incandescent.

On conclut de là que l'absorption des gaz comme leur émission est liée à l'effet d'ionisation. Cette conclusion est confirmée par quelques expériences sur l'arc au mercure, d'où il résulte que la vapeur de mercure cesse d'être absorbante sitôt après la rupture de l'arc, parce que, bien que la température reste très élevée, l'état d'ionisation cesse instantanément. Léon Bloch.

Sur la polarisation par réfraction et la propagation de la lumière dans un milieu non homogène. — M. Ch. Fabry (*C. R. Académie des Sciences*, 145, 112, 1907). — L'auteur rappelle une note antérieure de M. Salet[1], d'après laquelle l'observation de la non polarisation de la lumière des protubérances solaires permet de réfuter les théories de Schmid et de Julius, qui expliquent les apparences offertes par le soleil au moyen des fortes réfractions qui doivent se produire dans sa masse gazeuse. Or, contrairement à ce que semble supposer M. Salet, une forte déviation n'est pas incompatible avec l'absence de polarisation, surtout si cette déviation a été produite par plusieurs réfractions successives.

Si l'on suppose, en effet, un faisceau de lumière, subissant successivement p déviations égales et de même sens, produisant une déviation totale α, la proportion de lumière polarisée sera

$$\frac{1 - \cos^{2p}\frac{\alpha}{p}}{1 + \cos^{2p}\frac{\alpha}{p}}.$$

Pour une valeur donnée de la déviation totale, cette proportion diminue à mesure que croît le nombre des réfractions individuelles, et tend vers zéro quand ce nombre augmente indéfiniment. L'auteur cite comme exemple une déviation de 45 degrés; si cette déviation est produite par une seule réfraction, la proportion de lumière polarisée sera 0,55. Or cette proportion ne sera plus que de 0,05, quantité peu appréciable, si elle est produite par dix réfractions donnant chacune une déviation de 4°,5.

M. Fabry étend la question au cas d'une masse gazeuse où il y a seulement variation progressive de l'indice de réfraction, et où la propagation de la lumière se fait en ligne courbe, sans aucune brisure. De quelques observations, et notamment d'expériences personnelles qui semblent nettement convaincantes, l'auteur conclut que : « Le passage de la lumière à travers un milieu dont l'indice varie d'une manière progressive ne donne lieu à aucune réflection appréciable et, par suite, à aucune polarisation. Des observations sur l'état de polarisation de la lumière qui nous vient d'un astre ne peuvent donc pas nous renseigner sur les réfractions qui pourraient s'être produites à travers ses masses gazeuses. » L. Matout.

Phosphorescence

Théorie de la luminescence. — J. de Kowalski (*Soc. Helvétique des Sc. Nat.*, Fribourg, juillet 1907)[2].

Sur l'optimum de phosphorescence. — J. de Kowalski et G. Garnier. (*C. R. A. des Sciences*, 145

1. *C. R.*, 27 [illegible] 1907.
2. *Nat. Le Radium*, 4, page 229, 1907.

591-1907-*Reproduction.* — Dans une note récente M. L. Bruninghaus[1] croit avoir trouvé une contradiction entre les résultats de notre travail[2] sur la photoluminescence des sulfures de calcium samarifères et les siens. Nous croyons que cette contradiction n'est qu'apparente :

M. Bruninghaus s'occupe d'un phénomène différent du nôtre. Il observe la *cathodo-luminescence* pendant l'excitation, nous observons par contre la phosphorescence durable sous l'action de la lumière au moment où l'excitation par rayons ultra-violets a cessé d'agir. Comme un de nous l'a observé dans un travail récent[3], le mode d'excitation peut dans certains cas avoir une influence sur la position de l'optimum et nous voulons ici donner les résultats de quelques expériences qui confirment cette manière de voir.

Nous avons préparé une série de sulfures de calcium samarifères de la manière suivante : des portions de 1 gramme de sulfure de calcium obtenu d'après la méthode de Visser[4] ont été mélangées chacune avec $0^g,08$ de sulfate de sodium anhydre ainsi qu'avec les quantités voulues de samarium (nitrate de samarium de Drossbach contenant de petites quantités d'europium). Les quantités de samarium contenues dans ces différents sulfures, exprimées en nombre d'atomes de samarium par nombre d'atomes du calcium, étaient les suivantes :

$$\frac{1}{27000},\quad \frac{1}{9000},\quad \frac{1}{5000},\quad \frac{1}{1500},\quad \frac{1}{750},\quad \frac{1}{400},\quad \frac{1}{125}.$$

En excitant ces sulfures au moyen des rayons ultra-violets produits par une lampe en quartz à arc à mercure, nous avons obtenu, au moment de la suppression de l'excitation, un optimum de phosphorescence pour environ 1^{at} de samarium par 3000^{at} de calcium. En excitant la même série de sulfures par des rayons cathodiques, nous obtenons un optimum pour les deux préparations les plus concentrées, soit 1^{at} de Sm par 125^{at} de Ca et 1^{at} de Sm pour 400^{at} de Ca, ce qui confirmerait les expériences de M. Urbain et de M. Bruninghaus.

Nous croyons aussi que le sel fondant, dans notre cas, le sulfate de sodium peut influencer la position de l'optimum.

Nous avons préparé aussi une série de sulfures de calcium manganésifères. L'influence du mode d'excitation sur l'optimum de luminescence dans ces sulfures ne paraît pas être aussi prononcée que pour le cas précédent, mais tout de même nous pouvons dire que cet optimum paraît correspondre à une dilution plus grande pour l'excitation lumineuse que pour l'excitation cathodique.

Au cours de nos recherches nous avons remarqué aussi qu'en général les sulfures à grande teneur du métal luminophore ont une phosphorescence moins durable que les autres; l'intensité relative des bandes et des lignes dans le spectre de photoluminescence semble aussi dépendre de la concentration. Tous ces phénomènes doivent donc être étudiés par une méthode spectrophotométrique et c'est alors seulement que nous pourrons comprendre la vraie signification de la loi de l'optimum. C'est cette étude que nous avons entreprise.

Sur la phosphorescence à basse température. J. de Kowalski. (*C. R. Acad. des Sciences.* **145**-1270-1907. — La découverte de M. H. Becquerel concernant le changement de largeur des bandes de phosphorescence des cristaux de terres rares, ainsi que les très intéressantes études de M. J. Becquerel sur les bandes d'absorption des mêmes cristaux à la température de l'air liquide, ont amené l'auteur à exécuter une série d'expériences dont les résultats sont exposés dans la Note suivante.

I. On sait, depuis Lecoq de Boisbaudran, que les solutions des terres rares deviennent fluorescentes sous l'influence de la lumière ultra-violette. Ce savant a décrit les spectres de cette fluorescence sous le nom de *spectres du renversement*. Il a paru très intéressant de savoir ce que devient cette fluorescence à très basse température. L'auteur a donc étudié des solutions alcooliques de nitrates des terres rares à la température de l'air liquide en les exposant à l'action d'une source de lumière ultra-violette très puissante. Les solutions se solidifient à cette température. En les observant sitôt après l'extinction de la lumière excitante, il a obtenu les résultats suivants :

a. Toutes les solutions solidifiées sont devenues phosphorescentes et la durée de la phosphorescence est relativement grande : 5 minutes après l'extinction de la source excitante elle est encore visible.

b. La teinte de la phosphorescence est verte pour la solution erbifère, vert-jaune pour la solution samarifère, et violacée pour la solution du nitrate de néodyme.

c. L'intensité de la phosphorescence était trop faible pour que l'auteur puisse mesurer les spectres de l'émission ; toutefois la phosphorescence de la solution du nitrate du samarium était assez forte pour qu'il puisse constater que son spectre est composé d'une série de lignes très fines.

II. M. Dewar et MM. Nichols et Merritt, plus tard, ont démontré que beaucoup de corps organiques sont phosphorescents à la température de l'air liquide. M. de Kowalski s'est demandé si certains de ces corps dissous dans l'alcool et solidifiés à la température de l'air liquide ne donne aient pas de phénomènes de phosphorescence analogues aux phénomènes qu'on observe avec des solutions des terres rares.

L'auteur a donc étudié la phosphorescence de solutions alcooliques du phénanthrène, de l'anthracène et de l'anthraquinone solidifiés à la température de l'air liquide. Toutes ces solutions solidifiées sont fortement phosphorescentes : le phénanthrène donne une phosphorescence d'une teinte jaune verdâtre, l'anthracène est caractérisé par une couleur bleue et l'anthraquinone par une teinte verte vive.

L'intensité de la phosphorescence était assez forte pour qu'il puisse l'étudier au moyen d'un spectroscope. Il trouve que le spectre de phosphorescence de tous ces corps se compose de bandes minces et de raies fines. Il paraît donc d'une manière générale que la netteté et la finesse des bandes sont caractéristiques pour l'émission par phosphorescence à basse température.

III. Ayant remarqué une certaine influence de la concentration de la solution sur l'intensité de la phosphorescence observée, l'auteur a entrepris une étude détaillée de cette influence. On partait d'une solution saturée à la température ordinaire et on la diluait 2, 4, 8, 16 et 32 fois. Ces six solutions de chaque corps étaient refroidies à la température de l'air liquide et exposées simultanément à la source de la lumière ultra-violette. La phosphorescence produite fut étudiée sitôt après l'extinction de la lumière. La solution la plus concentrée n'était que peu phosphorescente. En se solidifiant elle devenait non transparente par le fait de la cristallisation du corps dissous et l'on peut y attribuer la petite intensité de la luminescence. Les intensités de phosphorescence des autres solutions diffèrent beaucoup entre elles :

Pour les solutions de l'anthraquinone et de l'anthracène, la phosphorescence diminue graduellement avec la dimi-

1. *C. R.*, 15 mai 1907. Voir également le mémoire détaillé de l'auteur publié dans *Le Radium*, 4-229-1907.
2. *C. R.*, 23 avril 1907.
3. *Le Radium* juin 1907.
4. *Recueil trav. chim. Pays-Bas.* **20**-435-1901.

[illegible] phé-
[illegible] *radium* de
[illegible] concentration
[illegible] paraît bien
[illegible] être attribué à
[illegible] dans l'alcool.

[illegible] expériences une
[illegible] construite par la mai-
[illegible] alimentée par un
[illegible], donne une intensité lumineuse de 800 bougies normales et un rayonnement très intense dans la partie ultra-violette du spectre; c'est pourquoi certaines précautions sont à prendre. En travaillant [illegible] il a exposé le visage au rayonnement ultra-violet pendant environ 30 mi-[illegible] de 0,5 à 1 mètre, heureusement tout en ayant les yeux préservés par les lunettes.

[illegible] et douloureuse dermite se déclara, pareille à celles qui sont produites par les coups de soleil dans les glaciers de la haute montagne. La dermite est produite par le rayonnement ultra-violet, et un simple écran en verre de 1mm à 2mm d'épaisseur supprime tout danger.

Ionisation

Ionisation par les métaux incandescents. — A. Occhialini (*Rend. Acc. Lincei*, 16 juillet 1907). [illegible] les expériences de M. Clelland, M. Occhialini rejette l'interprétation donnée par cet auteur des phénomènes d'ionisation unipolaire observés avec le platine aux [illegible] basses. En plaçant un fil de platine incandescent vis-à-vis d'un plateau relié à un électromètre et en établissant entre le fil et le plateau un champ électrique de signe convenable, M. Occhialini trouve qu'au rouge le fil de platine n'émet que des ions positifs; ce n'est qu'au rouge blanc qu'on rencontre les ions négatifs. L'interprétation qu'il propose est celle-ci : les ions négatifs ont pour origine les électrons arrachés au métal par l'effet de l'agitation thermique et du champ; les ions positifs proviennent de la dissociation des molécules du gaz occlus dans le métal. Si le fil de platine incandescent est recourbé à angle aigu, il peut fonctionner comme pointe, et donne lieu à une décharge par aigrette négative présentant tous les caractères de l'arc voltaïque, avec cette différence que dans l'arc l'incandescence de la cathode est causée par le choc des ions positifs, tandis qu'ici elle est maintenue par une cause extérieure. Quand la pointe de platine est au contraire positive, l'effet de l'incandescence est de rendre la décharge plus difficile. Léon Bloch.

Sur l'ionisation par barbotage. — M. de Broglie (*C. R.* [illegible] 145, 17 [illegible] 1907). Voir le mémoire [illegible] (*Le Radium*, 4, 285, 1907).

Expériences sur le potentiel minimum de l'aigrette et ses variations avec la température. — P. Pringsheim (*Ann. d. Phys.*, 24, 50, 1907). [illegible] contradictoires. M. Pringsheim a essayé d'en reprendre l'étude sys-[illegible] pression, on a soit un passage très brusque et très net de la décharge disruptive à l'absence complète de toute décharge, soit un passage continu par décharges de plus en plus faibles jusqu'à un état où il ne passe plus aucune décharge appréciable, soit une transition par décharges intermittentes très rapprochées ou très espacées. La détermination du potentiel explosif et du potentiel minimum est encore rendue difficile par une seconde cause d'erreur. Après des périodes plus ou moins longues où les phénomènes sont parfaitement constants et les lectures rigoureusement concordantes, on observe soudain et sans cause manifeste des variations qui peuvent atteindre 150 ou 200 volts, et qui conduisent à un nouveau nombre, lequel à son tour demeure très constant un certain temps pour changer ensuite brusquement et dans des proportions considérables.

Malgré ces difficultés, M. Pringsheim arrive à énoncer les résultats suivants : Le potentiel minimum de l'aigrette négative n'est pas une constante absolue, surtout lorsque la pointe est neuve; après un certain temps, il prend pourtant, surtout sous pression réduite, une valeur stable qui se maintient longtemps et reparaît après qu'on l'a modifiée par des agents étrangers (chauffage, rayons du radium). Par chauffage au-dessus du rouge, le potentiel minimum négatif s'abaisse jusqu'à une valeur qui n'est plus sensiblement modifiée par des élévations de températures ultérieures.

Lorsque le courant cesse brusquement pour un voltage bien déterminé (surtout à pression réduite et à la température ordinaire), on constate que le potentiel minimum est inférieur au potentiel explosif. Au-dessus de 600 millimètres de pression et à la température ordinaire on a souvent des décharges par à-coups. Quand le courant disparaît d'une façon continue lorsqu'on baisse le voltage, le potentiel minimum est égal au potentiel explosif (c'est la « valeur normale » de Porte pour des températures supérieures à 500°).

Le potentiel minimum de l'aigrette positive est généralement très constant, et peu sensible à l'échauffement, même au delà du rouge.

L'azote présente qualitativement les mêmes phénomènes que l'air atmosphérique. Léon Bloch.

Arc électrique entre électrodes métalliques. — W. G. Cady et H. D. Arnold (*Phys. Zeitsch.*, 8, 890-1907). — Entre électrodes de fer à l'air libre, il existe deux types d'arc différents par leur aspect et leurs caractéristiques. Le passage du premier stade au second stade se fait par un point critique qui rappelle l'arc sifflant entre électrodes de charbon, mais dont la cause n'est pas la même. L'étude du spectre et de la température de l'arc, la perte de poids des électrodes indiquent que le passage d'un stade à l'autre est dû à la volatilisation de l'anode.

Le cuivre est le seul métal où l'on ait pu retrouver les deux stades à l'air libre. Dans l'azote sous pression réduite on peut observer l'effluve et les deux stades de l'arc entre une cathode de charbon et des anodes de plomb, d'argent et de charbon. Le platine et le fer pur de tout oxyde n'ont jamais présenté le premier stade d'une façon stable.

La chute de potentiel au passage d'un stade à l'autre tient d'une part à un accroissement de force thermo-électrique à l'anode, d'autre part à un accroissement de conductibilité de l'arc par suite de la présence de vapeurs métalliques.

Les auteurs ont aussi fait diverses expériences d'oscillations électriques dans des circuits comprenant des arcs à anodes de fer, de cuivre et d'argent. Léon Bloch.

Potentiels explosifs en présence de diaphragmes. — Lavoro Amaduzzi (*Rend. Acc. Lincei*,

16 septembre 1907). — En interposant sur le trajet de l'étincelle des obstacles de différente forme et de différente nature (lamelles de mica percées de trous), M. Amaduzzi a cherché à voir comment le potentiel explosif est modifié, et les résultats qu'il obtient sont d'accord avec ce que permet de prévoir la théorie des ions si l'on tient compte des perturbations électrostatiques apportées par le diaphragme.

Léon Bloch.

Technique

Détermination de la variation du coefficient de l'équation de Fourier et application expérimentale à la conductibilité des isolants. — J. Kœnigsberger et **J. Disch** (*Ann. der. Phys.*, 23-655 1907). — Nouvelle méthode très simple de mesure de la variation du coefficient de conductibilité calorifique avec la température. Application à la paraffine et au granit. Les résultats confirment l'hypothèse d'Elster et Geitel sur la chaleur terrestre, qui explique la variation rapide de la température avec la profondeur, par la présence de matières radioactives dans le sol. E. Bauer.

Mesures absolues de coefficients d'aimantation, en particulier pour des cristaux. — W. Voigt et S. Kinoshita (*Ann. de Phys.* 24 492-1907). — Les mesures faites sur le magnétisme des cristaux ont donné jusqu'ici, à quelques exceptions près, des résultats assez incertains. Pour le spath, Konig a trouvé dans la direction parallèle à l'axe de symétrie et dans la direction perpendiculaire, les perméabilités :

$$k_1 = -11,1.10^{-7} \qquad k_2 = -12,2.10^{-7}$$

Stenger, au contraire, obtient les valeurs :

$$k_1 = -8,6.10^{-7} \qquad k_2 = -9,4.10^{-7},$$

et Jacques les nombres énormément différents :

$$k_1 = -40.10^{-9} \qquad k_2 = 57.10^{-9}.$$

MM. Voigt et Kinoshita se sont proposé de refaire des mesures absolues du pouvoir inducteur magnétique des cristaux en plaçant des lames cristallines d'orientation connue dans un champ magnétique, et en déterminant la force mécanique qui tend à déplacer les lames dans le champ. Si le déplacement se fait dans la direction fixe r, la force qu'il faut appliquer au cristal pour le maintenir immobile est $S = -\frac{dE}{dr}$, E désignant l'énergie potentielle magnétique de la lame cristalline.

Si celle-ci occupe un volume v et est placée sensiblement dans le plan équatorial magnétique, on a :

$$S_r = \frac{v}{2}(k_r - k_0)\frac{dX^2}{dr} \qquad k = 1,2,3,$$

et la mesure de la force S_r, qu'il faut appliquer à trois lames taillées suivant les trois plans principaux, fera connaître les trois perméabilités principales k_k dès qu'on aura mesuré une fois pour toutes la répartition de X^2 (carré moyen de la composante du champ magnétique perpendiculaire à la lame) suivant la direction invariable r.

Cette détermination a été faite avec grand soin au moyen d'une petite spirale de bismuth étalonnée au préalable dans des champs magnétiques connus par comparaison avec la rotation du plan de polarisation fourni par un quartz double. La formule d'étalonnage de la spirale est de la forme $W_1 = W_0 = a + bX^2$. Ensuite on a pu explorer à l'aide de la spirale le champ magnétique de l'électro-aimant suivant un rayon vertical fixe du plan équatorial (direction r). On a trouvé pour X^2 une formule d'interpolation à cinq termes :

$$X^2 = a + br + cr^2 + dr^3 + er^4$$

Il était désormais possible de calculer les coefficients d'aimantation K_k après une simple mesure de la force S_k nécessaire pour maintenir la lame au moment de l'établissement du champ. Cette force était fournie par une balance de tension sensible, étalonnée avec soin et employée comme instrument de zéro. Les nombres obtenus pour les perméabilités sont alors évalués dans le système absolu. E. Bauer.

Expériences de démonstration sur la chaleur rayonnante au moyen de l'écran au sulfure de zinc. — R. Danneberg (Dresde) (*Phys. Zeitsch.*, 24 oct. 1907) [Congrès de Dresde]. — L'auteur montre la supériorité de l'écran phosphorescent sur la pile thermoélectrique comme instrument de démonstration dans les expériences sur la chaleur rayonnante. L. B.

Nouveau quantitomètre pour rayons X. — M. H. Guilleminot (*C. R. Académie des sciences*, 145 -711-1907). — La nouvelle unité employée par l'auteur (I'M) vaut environ 1 125 d'H ou unité Holtzknecht, et permet par conséquent d'apprécier de faibles doses en radiothérapie.

Cette unité est basée sur l'action que doit avoir un flux de rayons X sur une plage de platinocyanure de baryum, pour amener l'égalité d'intensité lumineuse avec une seconde plage semblable excitée par un échantillon de bromure de radium d'activité 500000, étalé sur une surface circulaire de 1 centimètre de diamètre, et placé à 2 centimètres de cette seconde plage.

La *quantité* M représente l'intensité ainsi définie débitée pendant une minute.

La description des appareils totalisateurs nous entraînerait trop loin pour pouvoir être exposée ici; de plus, leur fonctionnement étant indépendant de la marche des ampoules à rayons X, leur étude ne relève plus du domaine de la radiologie. L. Matout.

Collecteur à gouttes transportable pour la mesure du champ terrestre. — Victor Conrad (*Phys. Zeitsch.*, 15 oct. 1907). — On connaît les inconvénients inhérents à l'emploi des égaliseurs de potentiel, lorsque ceux-ci sont du type des collecteurs à flamme ou à radium. L'influence du vent est très grande, et de plus la présence de l'appareil crée une perturbation considérable dans le champ à mesurer.

M. Conrad a construit pour les mesures d'électricité atmosphérique un collecteur à gouttes satisfaisant aux trois conditions suivantes :

1° Dépense de liquide très faible ; 2° temps de charge aussi court que possible ; 3° perturbation du champ aussi petite que possible.

Cet appareil, qui peut fonctionner pendant plus de 6 heures avec une quantité d'eau de 1 litre et demi, se met en équilibre de potentiel avec l'air en un temps qui va de 15 à 20 secondes. Il semble donc parfaitement adapté aux mesures rapides de variation du gradient de potentiel atmosphérique et sera construit de façon à être commodément transportable en voyage. Léon Bloch.

Spectroscope interférentiel simple. — E. Gehrke (Berlin) (*Phys. Zeitsch.*, 24 oct. 1907 [Congrès de Dresde]). — Description d'un spectroscope interférentiel muni d'une lame de verre à faces optiquement parallèles. L'appareil possède un pouvoir séparateur de 100 000, il permet d'étudier aisément les satellites des raies principales. L. B.

Nouvelle pompe à mercure. — E. Grimsehl [illegible]

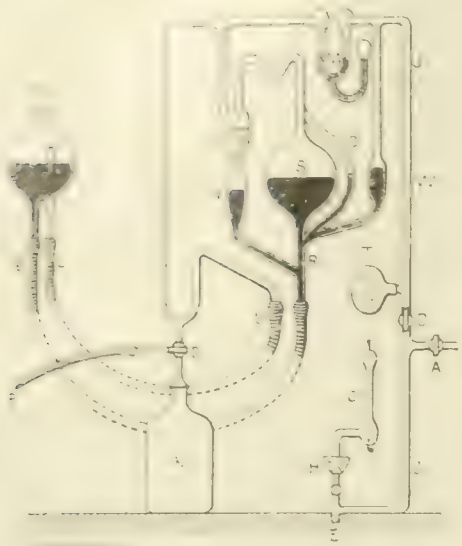


Fig. 1

[illegible] Léon Brocu.

Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents. — C. Tissot et F. Pellin (*C. R. Acad. des* [illegible], 145 [illegible] 1907).

Sur le procédé direct de photographie des couleurs par les procédés Lippmann et Lumière. — [illegible] Lehmann [illegible] 1907.

REVUE DES LIVRES

Annuaire pour 1908, publié par le bureau des longitudes. — [illegible] 9-15. [illegible] Prix 1 fr. 50. [illegible]

[illegible] 1908 [illegible] l'ingénieur. Le présent annuaire renferme également les notices scientifiques de M. G. Bigourdan (la distance des [illegible]

Cours de physique [illegible] H. Bouasse [illegible]

[illegible] qu'il s'agit *dans la stricte acception du mot* d'un cours, d'un recueil des questions fondamentales dont la connaissance est exigée pour le certificat de physique générale et l'agrégation. Il n'a qu'une prétention, être utile aux étudiants. » (Avant-propos.)

A ce point de vue ce livre est certainement un des meilleurs traités de physique qui ait paru depuis longtemps. Ce n'est pas une compilation, pure et simple, de mémoires ou de livres de seconde main ; toutes les questions y sont traitées d'une façon originale, réfléchie, et aussi concise que possible (peut-être un peu trop concise pour un étudiant novice). Les définitions et les démonstrations générales sont exposées avec une grande netteté et les résultats sont toujours appliqués à des exemples concrets et numériques.

Pour les expériences, M. Bouasse ne s'attarde pas aux détails de montage et donne seulement le principe des méthodes ; les figures sont toujours schématiques.

Le premier fascicule traite de la mécanique au point de vue physique. M. Bouasse fait un usage continu des formes mathématiques, mais on ne perd jamais de vue la signification physique des symboles qui s'adaptent parfaitement à la réalité, au moins à la réalité un peu, abstraite des phénomènes mécaniques. Un étudiant en mathématiques pourrait apprendre, à la lecture de ce volume, la signification concrète des équations différentielles et aux dérivées partielles.

Certaines questions importantes qui ne sont pas en général enseignées en France dans les cours, comme la propagation des ondes liquides et les tourbillons, sont traitées d'une façon simple et claire.

Tous les chapitres de l'acoustique qui ne sont pas d'ordre musical (propagation des ondes dans les fluides, cordes vibrantes, résonance, etc.) sont exposés dans ce volume. Signalons encore les chapitres relatifs aux déformations permanentes, à la viscosité, aux déformations élastiques des solides, etc.). Un appendice est consacré à la théorie des erreurs. Les questions élémentaires (programmes des lycées) ne sont pas traitées. L'auteur renvoit au petit traité de Bouasse et Brizard (Delagrave).

Le fascicule II commence par une étude très succincte des principes généraux de la thermodynamique (23 pages). En introduisant directement la notion d'entropie et le théorème de Clausius dans l'énoncé du principe de Carnot, l'auteur abrège considérablemeat l'exposition, mais je crains qu'un débutant ne comprenne le sens du deuxième principe qu'après avoir lu tout le volume. Peut-être qu'en parlant dès le début d'énergie utilisable (idée bien plus concrète, en n'introduisant qu'ensuite l'entropie, on serait plus clair et à peu près aussi rapide.

Si l'étude des principes est un peu courte, le reste du volume (260 pages), qui est consacré aux applications et aux principales théories de la chimie physique, montre que la thermodynamique est une science vivante, ce qui n'apparaît pas à la lecture de bien des traités qui se contentent de reproduire les travaux antérieurs à 1880.

La lecture de ce volume pourra être utile aux chimistes comme aux physiciens. A propos des gaz M. Bouasse expose la théorie de la dissociation. Deux chapitres sont consacrés à la règle des phases et aux questions connexes (cristallisation, vaporisation, etc.). La « théorie moderne des dissolutions » (pression osmotique, théorie des ions) est exposée d'une façon claire et rapide.

Signalons enfin les chapitres remarquables sur la théorie de la pile et les différences de potentiel au contact sur la théorie cinétique des gaz et le mouvement brownien, et sur les explosifs.

E. Bauer.

[illegible] — Paris, Imp. Lorette, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THEORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 1. — Janvier 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Étude sur le Radioplomb (B. Szilard) 1
La présence du cuivre et du lithium dans les minéraux contenant du radium (H. Mc Coy) 19
Sur le lithium contenu dans les minéraux radioactifs (Mlle Gleditch) 19
Radioactivité des sources de Kissingen (F. Gehtzsch) . . 20
Recherches sur la radioactivité de l'air dans ses rapports avec les facteurs géologiques (G. V. dem Borne) . . . 20
Sur la substance mère du radium (Otto Hahn) 20
Détermination du coefficient de solubilité de l'émanation du radium dans différentes solutions (M. Kofler) . . . 20
Première note sur la radioactivité de la source Lerez (J. Munoz del Castillo) 20
Sur les premiers produits de la décomposition de l'actinium (émanium), une nouvelle émanation et la formation de l'hélium à partir de l'actinium (L. Giesel) . . 20

Électronique

Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées à la température de l'air liquide (Jean Becquerel) . . 5
Le nombre d'électrons dans l'atome (Norman Campbell). 20
Rayonnement de groupes d'électrons (G. A. Schott). . . 21
Sur la masse électromagnétique (T. Levi-Civita) 21
Quantité élémentaire d'énergie, modèle de l'électricité positive et négative (J. Stark) 21
Propriétés optiques et théorie des électrons (H. Erfle). . 21
L'électricité négative et positive en analyse spectrale (J. Stark) 22
Sur les phénomènes corrélatifs de l'effet Zeeman longitudinal (L. Geiger). 22
Théorie du déplacement des raies spectrales produit par la pression (O. W. Richardson) 22
Théorie de l'élargissement des raies spectrales fondée sur la résonance (Walfrid Ekman). 22
Sur les anomalies des diélectriques (E. v. Schweidler) . 23
Une distance limite pour laquelle les rayons positifs perdent leur pouvoir de produire la phosphorescence (Jakob Kunz). 23
Sur la dispersion des rayons α (W. H. Bragg) 23
Sur la radiation Röntgen secondaire des gaz et des vapeurs (J. A. Crowther) 25
Sur les rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ (R. D. Kleeman). . . . 25
Radiation Röntgen secondaire dans l'air (R. T. Beatty) 27
Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liquides hétérogènes (A. Cotton et H. Mouton) . . . 27
Sur l'interprétation théorique des raies spectrales (J. Hadamard) 27
Sur les variations des bandes d'absorption des sels de didyme et d'erbium dans un champ magnétique (J. Becquerel) 27
Sur la théorie des équations de l'électromagnétisme dans les milieux en mouvement (Franz Kolacek) 27
Sur les phénomènes du diamagnétisme et la théorie des électrons (Z. Thullie). 27
Sur la théorie électromagnétique de la dispersion et de l'extinction dans les corps gazeux (L. Natanson). . . . 27

Radiations

L'absorption sélective des rayons Röntgen (G. W. G. Kaye) . 27
Absorption dans des gaz luminescents (A. Pflüger) . . . 28
Sur la polarisation par réfraction et la propagation de la lumière dans un milieu non homogène (M. Ch. Fabry). 28

Phosphorescence

Théorie de la luminescence (J. de Kowalski). 28
Sur l'optimum de phosphorescence (J. de Kowalski et C. Garnier) 28
Sur la phosphorescence à basse température (J. de Kowalski). 29

Ionisation

Ionisation par barbotage (Léon Bloch). 18
Ionisation par les métaux incandescents (A. Occhialini) . 30
Sur l'ionisation par barbotage (M. de Broglie) 30
Expériences sur le potentiel minimum de l'aigrette et ses variations avec la température (P. Pringsheim) 30
Arc électrique entre électrodes métalliques (W. G. Cady et H. D. Arnold) 30
Potentiels explosifs en présence de diaphragmes (Lavoro Amaduzzi) 30

Technique.

Détermination de la variation du coefficient de l'équation de Fourier et application expérimentale à la conductibilité des isolants (J. Kœnigsberger et J. Disch). . . . 31

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

[illegible]

13, rue Vignon — PARIS

Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

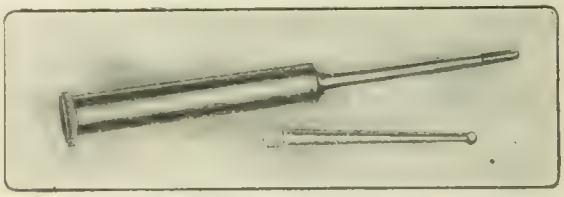
Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux

[illegible]

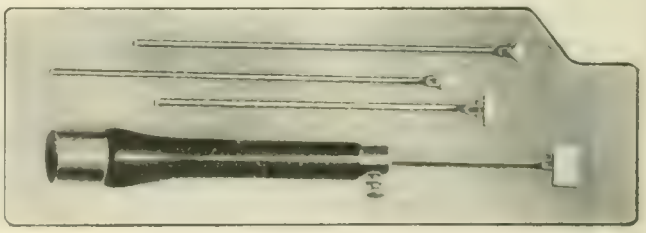
[illegible] Le tout est enfermé dans une forte boite protectrice en [illegible]

Employé pour les usages médicaux et les recherches [illegible]



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE

Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).

[illegible]

[illegible] genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les [illegible]

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur le lithium dans les minéraux radioactifs

Par ELLEN GLEDITSCH

Faculté des Sciences de Paris, laboratoire de Mme Curie

On sait que M. Ramsay a annoncé, il y a quelque temps, que le cuivre se transforme en lithium sous l'influence de l'émanation du radium. Il était donc intéressant d'examiner quelques minéraux, renfermant en même temps du cuivre et du radium, pour voir s'ils contiennent aussi du lithium. On pouvait également espérer trouver un rapport entre les quantités de cuivre et de lithium contenues dans ces minéraux.

Sur la proposition de Mme Curie j'ai fait, à ce point de vue, l'analyse de plusieurs minéraux radioactifs.

Pour la plupart des minéraux examinés la méthode a été la suivante. Le minéral est séparé de sa gangue, puis finement pulvérisé et traité par un acide ou par l'eau régale. La dissolution est évaporée à sec, reprise par l'eau et par l'acide chlorhydrique et précipitée par l'hydrogène sulfuré. Le précipité est traité par le sulfhydrate de sodium, le reste insoluble est dissous par l'acide azotique. Dans la dissolution on élimine le plomb, par évaporation avec l'acide sulfurique et dissolution dans l'eau, puis le bismuth, en ajoutant l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium, et enfin on précipite le cuivre par l'hydrogène sulfuré. Après avoir lavé et séché le précipité on le met avec un peu de soufre dans un creuset de Rose, on chauffe fortement au rouge dans un courant d'hydrogène, et on pèse le cuivre à l'état de protosulfure.

La dissolution est chauffée pour chasser l'hydrogène sulfuré, oxydée par l'acide azotique et précipitée par l'ammoniaque. Ce précipité retient opiniâtrement des alcalis, malgré un lavage très prolongé ; c'est pourquoi je l'ai toujours dissous et précipité de nouveau par l'ammoniaque. Les liquides et les eaux de lavage sont concentrés et précipités, si c'est nécessaire, par le sulfhydrate d'ammonium, puis on évapore avec l'eau régale, pour détruire les sels ammoniacaux. On élimine, d'après la méthode ordinaire, les terres alcalines, puis le magnésium, par l'eau de baryte. La baryte est séparé à l'état de carbonate, et les sels ammoniacaux sont complètement chassés, puis le résidu est pesé et regardé au spectroscope. Quelques-uns de mes minéraux ont donné très peu de résidu ; dans ce cas j'ai ajouté une quantité convenable de chlorure de sodium, par exemple jusqu'au vingtième de la matière examinée.

Tous les minéraux examinés contiennent du lithium, mais la plupart en très petite quantité ; par conséquent il ne m'a pas été possible de doser le lithium d'après la méthode ordinaire ; cependant je l'ai fait à l'aide du spectroscope. J'ai d'abord cherché la sensibilité de la méthode, et j'ai trouvé qu'on peut voir dans le spectroscope la raie rouge du lithium, faible, mais distincte, dans un mélange de chlorures de lithium et de sodium, dans le rapport de 1 à 10 000. Puis j'ai préparé différents mélanges de chlorures de lithium et de sodium, depuis la proportion 1 sur 50, jusqu'au 1 sur 10 000. Je me suis assuré qu'on peut discerner dans le spectroscope la différence entre les raies de deux proportions successives 1 par exemple, entre la proportion 1 sur 500 et 1 sur 400. Enfin, j'ai comparé l'intensité de la raie dans les résidus alcalins des minéraux avec celle des mélanges artificiels.

J'ai examiné les minéraux suivants :

Pechblende de Joachimsthal, Bohême, d'activité 1,5. Elle se dissout très difficilement ; j'ai trouvé comme la meilleure méthode de la traiter d'abord par l'acide chlorhydrique, chauffer et ajouter peu à peu l'acide azotique. Elle contient assez de cuivre, très peu de lithium. Dans une analyse de 10 grammes, j'ai ajouté 1 milligramme de chlorure de lithium, et je pouvais sans difficulté voir que la raie du lithium était beaucoup plus forte dans le résidu de cette analyse que dans les autres.

Pechblende du Colorado, d'activité 1,75 ; elle contient plus de lithium, très peu de cuivre.

Chalcolite, phosphate double d'uranium et de cuivre, d'activité 2,0 ; j'en ai eu de très beaux échantillons de Cornwall, formant des cristaux verts. Le minéral a été consciencieusement séparé de la gangue, dissous par l'acide chlorhydrique et analysé, comme il est indiqué ci-dessus. Pourtant, avant de précipiter par l'ammoniaque, j'ai ajouté un peu de chlorure de fer pour être sûre de ne pas perdre du lithium à l'état de phosphate.

L'Autunite, phosphate double d'uranium et de calcium, d'activité 1,48. J'ai analysé deux échantillons

[illegible] d'Autun. Ils [illegible] comme la chalcolite; mais ils ne contiennent pas du tout de cuivre; même dans une quantité de 8 à 10 grammes, je n'ai [illegible] sulfuré; cependant ils contiennent du lithium. Le même fait a [illegible] par M. M[illegible] la gummite.

Carnotite du Colorado, d'activité 0,52. D'après MM. Friedel et Cumenge[2], la carnotite est un vanadate d'uranium et de potassium, formant une poudre fine, cristalline, mélangée d'un sable quartzeux. MM. Hil[illegible] la signalent comme un mélange de plusieurs minéraux, dont la composition précise n'est pas suffisamment connue. Quoi qu'il en soit, je l'ai examinée d'après la méthode qu'ont indiquée MM. Friedel et Cumenge. La poudre est traitée par l'acide azotique étendu qui dissout le minéral, mais laisse la gangue inattaquée. La dissolution est évaporée à sec, après addition d'acide azotique, ce qui transforme l'acide vanadique en forme insoluble dans l'eau. On reprend par l'eau, et on précipite les métaux d'après la méthode ordinaire. La quantité de lithium est très remarquable.

Thorite de Brevig, Norvège, un silicate de thorium uranifère d'activité 0,59. Elle se dissout facilement dans l'acide chlorhydrique. Une analyse de 10 grammes donne une trace de cuivre, presque invisible, mais elle contient beaucoup de lithium.

Comme ces minéraux sont très souvent accompagnés de gangues, relativement riches en lithium, il était aussi intéressant d'examiner quelques gangues. Je l'ai fait pour les gangues, qui accompagnaient la chalcolite et l'autunite, parce qu'on pouvait les séparer facilement et exactement de leurs minéraux. Je les ai examinées d'après la méthode de Berzelius. Elles sont traitées par l'acide sulfurique et l'acide fluorhydrique dans une capsule de platine au bain-marie; puis l'acide fluorhydrique est chassé, le résidu est repris par l'eau, et les sulfates de la dissolution sont transformés en chlorures à l'aide de chlorure de baryum; le baryum et les autres métaux sont précipités par l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium, enfin les sels ammoniacaux sont détruits, le résidu est pesé et regardé au spectroscope.

Voici les résultats obtenus :

Minéraux	% Cu	% Li	Activité par rapport à l'uranium
Pechblende de Joachimsthal. .	1,2	0,00017	1,50
— du Colorado . .	0,15	0,00054	1,75
Chalcolite de Cornwall. . . .	6,54	0,00011	2,00
Autunite d'Autun	0	0,00085	1,48
Carnotite du Colorado	0,15	0,05	0,52
Thorite de Norvège	trace.	0,0055	0,59
Gangue séparée de la chalcolite	»	0,012	»
Gangue séparée de l'autunite .		0,0055	

On remarque que les gangues sont beaucoup plus riches en lithium que la plupart des minerais. Comme il est très souvent difficile ou presque impossible de dire qu'un minéral ne contient pas un peu de gangue, et, comme la réaction spectroscopique du lithium est très sensible, il serait aussi difficile de s'assurer si la trace de lithium appartient réellement au minéral, lui-même, ou à la gangue qui l'accompagne.

Il est assez remarquable que la thorite qui contient beaucoup de lithium ait une si petite trace de cuivre, et que l'autunite et la gummite qui contiennent, toutes deux, incontestablement du lithium, ne contiennent pas du tout de cuivre. Il est vrai qu'on peut dire comme M. Mc Coy[1], que cela ne prouve rien contre la théorie de M. Ramsay, parce que tout le cuivre peut avoir été transformé en lithium; mais, d'autre part, la chalcolite qui contient beaucoup de cuivre ne renferme qu'une trace, à peine visible, de lithium, et cela rend très peu probable cette interprétation. Il est même possible que la chalcolite ne contienne pas de lithium et que la trace trouvée soit dûe à une impureté de gangue.

Les résultats obtenus n'infirment pas absolument la théorie de M. Ramsay, bien qu'ils ne soient pas en sa faveur. Mais ils prouvent qu'il n'existe aucun rapport entre le cuivre et le lithium dans les minéraux radioactifs.

[Reçu le 12 février 1908.]

1. [illegible] 28 [illegible] 1907, dans une lettre envoyée [illegible] *Le Radium*, 5, 19, 1908.
2. [illegible] *de Chim.* 21, 528, 1899.
3. [illegible] 2, [illegible] 1900.

1. *Nature*, 28 novembre 1907. *Le Radium*, 5, 19, 1908.

Recherches sur les rayons secondaires du radium

Par H. STARKE

(Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire de Mme Curie)

I. — *Expériences pour rechercher la formation des rayons γ par l'action des rayons β sur les corps solides.*

§ 1. On a généralement considéré les rayons γ qui sont très pénétrants et qui ne se laissent pas dévier par l'aimant, comme une espèce de rayons X provoqués par les rayons β. On y était d'autant plus autorisé que dans la radiation de substances qui émettent des rayons β rapides il y a aussi toujours des rayons γ. On trouva même que l'actinium, substance émettant des rayons β relativement lents, montre aussi une radiation γ moins pénétrante. Cela semble une analogie parfaite avec les rayons X qui sont d'autant plus absorbables que la vitesse des rayons cathodiques frappant l'anticathode est moindre. Une autre ressemblance entre les deux sortes de rayons se trouve, d'après R. D. Kleeman, dans leur hétérogénéité et leur faculté de produire des rayons secondaires plus ou moins absorbables.

Les expériences qui suivent ont été faites dans le but de rechercher si des rayons β produisent une espèce de rayons X en frappant un obstacle matériel.

§ 2. Les premières expériences furent faites de la manière la plus simple en exposant un électroscope, garanti des rayons β par une plaque de plomb, à l'action des rayons γ du radium et en observant s'il y avait une augmentation de la vitesse de décharge quand on plaçait des plaques de différentes substances, surtout de substances de grande densité, derrière et contre le petit tube contenant le radium. La substance radioactive était formée par six milligrammes de bromure de radium pur déposé dans un tube de verre très mince d'un diamètre d'à peu près 1 millimètre et d'une longueur de 1,5 centimètre. Les plaques étaient ainsi exposées à un rayonnement intense et auraient dû, pour ainsi dire, servir d'anticathode. On observait le temps nécessaire à la feuille d'or d'un électroscope pour s'abaisser d'un certain angle correspondant à 50 volts, la déviation pour 240 volts était à peu près 45 degrés. Ce temps sera nommé temps de décharge. La feuille de l'électroscope était projetée agrandie sur une échelle, et on déterminait l'intervalle de temps qui séparait le passage entre deux divisions fixes à l'aide d'un chronomètre. La cage de l'électroscope était fermée du côté d'où venaient les rayons par une feuille d'aluminium d'une épaisseur de 0,025 millimètre et on pouvait intercepter ces rayons par différents écrans.

Le tube de radium était planté verticalement par la pointe dans une plaque de paraffine. L'électroscope laissait apercevoir une petite fuite constante même sans qu'on approchât le radium. Une petite activité de l'instrument en était la cause. Quand c'était nécessaire on tenait compte de cette perte par une correction. Comme toutes les observations ont montré également qu'on n'observe aucune influence par l'application d'une plaque contre le radium, nous ne donnerons qu'une seule série de mesures.

Devant l'électroscope une plaque de plomb de 2 centimètres. Temps de décharge :

Sans radium.	450 secondes.	
Radium seul	92	—
Radium avec plaque de plomb. .	95	
— d'aluminium.	92	
— de paraffine .	92	—

Comme le montrent les nombres précédents on ne pouvait remarquer aucune différence qui fût provoquée par les plaques. Il n'y a donc pas de radiation γ provenant du réflecteur, de même ordre de pénétration que les rayons γ du radium.

§ 3. On pourrait encore croire que peut-être des rayons γ facilement absorbables se produisent quand les rayons β frappent les plaques de métal. Mais il n'en est rien comme le prouvent les expériences suivantes faites avec un arrangement figure 1. Le tube de

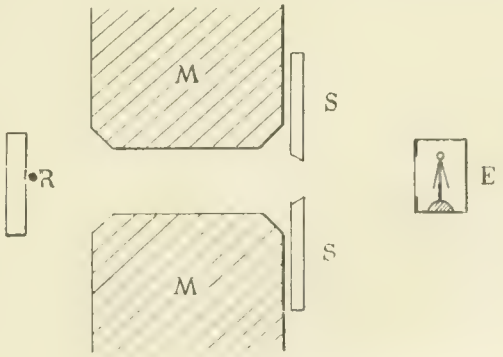


Fig. 1.

radium R posé à 28 centimètres de l'électroscope sans interposition d'un écran absorbant de plomb, produisit un temps de décharge de 25,2 secondes. Avec adossement de la plaque de plomb contre le radium 18,5 secondes. Les rayons β passaient entre les pôles

[illegible] M. M. [illegible] un puissant [illegible] complète- [illegible] les rayons γ. Le [illegible] à 155 secondes et ne changeait pas du tout quand on appliquait une [illegible] tube de radium. C'est une preuve que les plaques ne produisaient [illegible] déviables, du moins pas de ceux qui pourraient traverser 28 centimètres d'air. En faisant cette expérience il faut empêcher [illegible] se produisent abondamment sur la surface intérieure des pôles de frapper l'électroscope, et ceci en plaçant une fente de plomb SS un peu plus étroite que la distance des pôles magnétiques contre les pôles du côté de l'électroscope. On pourrait sans cette précaution facilement croire à [illegible] changement, parce que la quantité des [illegible] croît avec l'augmentation de l'intensité des rayons β du radium par l'application des plaques de métal contre lui. On peut voir par des expériences d'absorption si les rayons secondaires provenant des pôles frappent l'électroscope en quantité remarquable. Le temps de décharge ne doit pas changer notablement par l'interposition de couches d'aluminium jusqu'à 1/2 millimètre environ, s'il n'y a que des rayons γ. Voici les résultats des expériences faites à l'abri suffisant de tels rayons secondaires.

[illegible]	155 sec.	
Radium seul	155	Avec champ magnétique
Radium + plaque de plomb	155	
[illegible]	152	
[illegible] 0,2 mm	152	
[illegible] 5 mm	155	
[illegible]	25,2	Sans champ magnétique
[illegible]	18,5	
[illegible]	55	

Les mesures démontrent en réponse à la question posée § 1, qu'il ne se produit pas de rayons γ, ni de très pénétrants ni de peu pénétrants, quand des rayons β et γ du radium frappent une plaque de métal, du moins pas d'une manière sensible avec l'arrangement précédent. Il faut en conclure que [illegible] β seuls ne produisent pas non plus de rayons γ d'une manière sensible. Il n'était donc pas nécessaire d'isoler des rayons β à l'aide d'un aimant, de les faire tomber sur des métaux et de chercher la [illegible] Quelque plausible [illegible] de la formation des rayons γ [illegible] les observations précédentes sont en contradiction avec cette manière [illegible] que les impulsions électromagnétiques ne sont pas du même [illegible] radioactive que quand ils sont arrêtés par une matière [illegible] produisent pendant le premier acte parce qu'il est plus subit, tandis qu'il n'y en a pas pendant le second. Ce serait le contraire de ce qui se produit avec les rayons cathodiques et les rayons Röntgen.

II. — *Intensité et absorption des rayons secondaires produits par différents réflecteurs.*

§ 4. Tandis que la radiation γ n'augmentait pas, la radiation β, rayonnant vers l'électroscope, augmentait au contraire sensiblement par l'adjonction de rayons secondaires, quand on posait une plaque d'un corps solide contre le tube du radium. L'augmentation était différente suivant la nature du corps. Elle était de 35 pour 100 pour le plomb, aluminium 12 pour 100, paraffine 4 pour 100. L'intensité de la radiation observée dans l'électroscope, supposé que celle du radium seul fût 100, était :

Radium seul		100
En adossant une plaque de	Plomb	135
	Aluminium	112
	Paraffine	104

La totalité de la production des rayons secondaires des trois substances, paraffine, aluminium, plomb, doit donc être comme 4 : 12 : 35 ou environ comme 1 : 3 : 9. Les mesures directes ont aussi prouvé que ces chiffres étaient exacts.

Si l'on posait des couches d'aluminium d'épaisseurs différentes devant la fenêtre de l'électroscope, l'accroissement par l'adossement des plaques de métal contre le tube de radium devenait de plus en plus petit, comme preuve que les rayons rapides secondaires sont peu importants. Même le plomb qui fournit les rayons secondaires les plus pénétrants ne produit plus de rayons qui soient capables de traverser 5 millimètres d'aluminium en quantité notable. Dans le tableau suivant, la première colonne indique l'épaisseur de l'écran d'aluminium posé devant l'électroscope, la deuxième le pour cent de l'accroissement par une plaque de plomb adossée au tube de radium.

Épaisseur d'aluminium	Accroissement de la radiation par le plomb
0	36 %
0,025	32
0,115	35
0,250	32
0,56	28
1,11	16
2,10	9
5,00	0

§ 5. Les rayons secondaires ont déjà été examinés par plusieurs observateurs quant à leur quantité et leur absorption, ce qui indique en même temps approximativement leur rapidité. S.-J. Allen a aussi

effectué des mesures directes de leur vitesse par déviation magnétique et électrique.

Il résulte des mesures faites jusqu'à présent que les différentes substances ont des facultés différentes d'émission pour les rayons secondaires et en résumé plus les substances ont une densité élevée, plus elles en émettent.

La totalité des rayons secondaires produits est un peu plus absorbable que celle des rayons directs, et cela dépend de la nature du métal réflecteur. L'aluminium émet des rayons moins pénétrants que le platine. En somme les corps plus denses émettent une radiation moins absorbable. D'après Eve, l'ardoise serait anormale, car sa radiation secondaire se trouvait être fort pénétrante, beaucoup plus que celle du plomb. Voici les résultats obtenus par Eve pour quelques matières :

Substances	S H	λ Al	λ Pb ×
Plomb.	141	18,5	95
Ardoise . . .	55	12	89
Aluminium	42	24	114
Ébonite.	32	26	168
Paraffine . . .	17	21	155

La première colonne indique l'intensité de la radiation secondaire, les deux autres indiquent le coefficient d'absorption calculé pour 1 centimètre, de l'absorption observée dans une plaque d'aluminium de 0,085 centimètre et dans une plaque de plomb de 0,004 centimètre d'épaisseur. On remarquera la petite valeur λ pour l'ardoise. On trouve aussi dans la note de M. Eve la remarque que la radiation secondaire est à peu près homogène.

§ 6. Dans les lignes suivantes on trouvera un nombre d'observations qui complètent en quelques points les résultats obtenus jusqu'à présent. Quant à l'exactitude des chiffres indiqués, on saura que les observations ont été répétées souvent à des temps différents. Les erreurs en ce qui concerne le coefficient λ étaient dans le cas extrême environ 10 pour 100, mais généralement elles étaient moindres. Les λ ont été calculés pour un centimètre d'après la formule $I = I_0 e^{-\lambda d}$. Ils changent d'après les différentes épaisseurs d et ce changement fournit une mesure approximative pour l'hétérogénéité de la radiation. D'abord on détermina λ dans l'aluminium pour les rayons dont on se servait directement. Pour cela on employait les rayons β et γ réunis du sel de radium. Pour une série d'observations on se servait des rayons pénétrants qui restaient quand le tube de radium était enveloppé dans une feuille d'aluminium de 0,55 millimètres d'épaisseur. Voici ces résultats :

Épaisseur de la couche absorbante	Radium seul	Radium avec plaque de plomb dosée	Radium [illegible]
0,115 mm	25,4	26,6	14,0
0,250 —	25,0	25,5	12,7
0,450 —	19,5	25,0	12,0
0,55	17,0	21,5	11,8

Quand on enveloppait le bromure de radium dans une cage d'aluminium de 3 millimètres d'épaisseur, λ fut abaissé à 7-9, derrière une plaque de plomb de 2 centimètres d'épaisseur λ descendait même à 0,33. Ce dernier chiffre serait donc λ pour les rayons γ qui ont traversé 2 centimètres de plomb.

§ 7. La petite augmentation de λ observée quand on pose une plaque de plomb contre le tube de radium démontre qu'il y a des rayons plus absorbables parmi les rayons secondaires produits dans le plomb. La table suivante indique les valeurs du coefficient λ pour l'aluminium obtenues pour les rayons secondaires de différentes substances, en changeant l'épaisseur de la couche absorbante :

Épaisseur de la couche absorbante d'aluminium en mm	Réflecteur en :							
	Plomb	Laiton	Aluminium	Verre flint	Crown	Ardoise	Ébonite	Paraffine
0,025	51	60	66	52	66	69	61	130
0,115	46	49	55	40	54	59	52	73
0,25	37	40	48	36	45	51	47	65
0,45	31	35	39	-	—	—		
0,56	29	30	34	28	32	40	38	
0,76	27	-	—	—				
0,87	25	26	31	—				
1,11	22			22				
2,10	13	19	18	—				

Les réflecteurs étaient tous des plaques carrées de 5 centimètres de côté et d'environ 1 centimètre d'épaisseur. L'arrangement est connu. L'électroscope, garanti des rayons directs par une plaque de plomb de 5 centimètres d'épaisseur ne recevait que les rayons secondaires. Les couches absorbantes d'aluminium étaient posées directement devant la fenêtre de l'électroscope qui était clos dès le commencement par une mince feuille d'aluminium (0,02 millimètres). Voici ce que le tableau nous apprend. Les rayons secondaires sont très hétérogènes, beaucoup plus que les rayons directs. Le coefficient λ apparaît très grand quand on le mesure pour une couche absorbante très mince. Parmi les rayons secondaires il y en a donc qui sont d'une absorption bien plus grande. C'est surtout le cas pour la paraffine. La radiation dispersée par le plomb est plus pénétrante que celle qui est émise par l'aluminium. Le flint examiné qui était des plus lourds et fortement

[illegible] en [illegible] se compor- [illegible] comme [illegible] léger [illegible] l'aluminium. [illegible] la radiation secon- [illegible] des rayons X [illegible] manière inverse. [illegible] du plomb qui est [illegible] absorbable.

Voici les intensités de la radiation secondaire de [illegible] à celle d'aluminium en mettant 1 pour celle-ci.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	Ardoise	Ébonite	Paraffine
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1	0,96	0,77	0,52

Je n'ai pas pu remarquer l'attitude extraordinairement étrange que prendrait l'ardoise d'après Ève, comme je l'ai déjà dit. Peut-être une faible radioactivité du minéral étudié par M. Ève en était la cause.

§ 8. J'ai aussi observé les rayons secondaires de différentes substances quand ce n'étaient que les rayons primaires très rapides qui frappaient le réflecteur en enveloppant le sel de radium avec une feuille d'aluminium de 0,55 millimètres d'épaisseur. Le coefficient d'absorption des rayons directs mesuré d'après les épaisseurs d'environ 1/10 jusqu'à 1/2 millimètre est de 14-11,8 comme je l'ai déjà dit § 6. Ici aussi les valeurs de λ sont bien plus élevées pour les rayons secondaires, et ici aussi elles sont plus élevées pour l'aluminium que pour le plomb.

Tableau des chiffres obtenus pour ces deux métaux seulement :

[illegible]	λ Réflecteur en plomb	λ Réflecteur en aluminium
0,220	52	67
0,115	51,5	46
0,250	50	41

III. — *Rayons secondaires de réflecteurs de différentes épaisseurs.*

§ 9. Si, parmi les rayons secondaires, il y en a qu sont absorbés si facilement, c'est qu'il proviennent forcément des couches superficielles du réflecteur, tandis que les rayons pénétrants peuvent aussi avoir [illegible] dans les couches intérieures. Il faut donc en [illegible] que les rayons facilement absorbables sont en bien plus grande proportion dans la radiation provenant d'un réflecteur très mince que dans celle dispersée par un réflecteur épais. Les mesures d'absorption sur la radiation des réflecteurs de différentes épaisseurs indiquées dans ce qui suit, confirment entièrement cette supposition. Les valeurs de λ pour les [illegible] absorbants en aluminium dépendent beaucoup de l'épaisseur du réflecteur et deviennent très élevées [illegible] très mince. En même temps l'intensité de la radiation secondaire devient si faible qu'il est impossible de fixer λ avec une précision suffisante quand il s'agit de fortes épaisseurs de l'écran d'aluminium absorbant. La dernière ligne de chaque table indique la proportion des intensités de la radiation secondaire en supposant que 1 soit l'intensité pour le réflecteur le plus épais. L'augmentation de l'épaisseur devient inutile au-dessus d'une certaine limite qui est différente pour les diverses substances et qui varie entre 2 à 5 millimètres. L'influence de l'épaisseur de la couche sur la quantité des rayons secondaires est déjà connue et l'épaisseur de la couche nécessaire pour obtenir la plus grande émission a été trouvé par Mackenzie (*Phil. Mag. Juil.*, p. 184, 1907 et *Radium*, 4 569-1907. Les tableaux suivants indiquent les valeurs de λ obtenues sur des réflecteurs de diverses épaisseurs. Réflecteurs en aluminium, ébonite, paraffine.

I. — Réflecteur en aluminium.

Épaisseur de la couche absorbante d'aluminium en mm	Épaisseur du réflecteur en mm				
	6	4	0,55	0,115	0,025
0,025	60,5	61	65,5	80	145
0,115	55	54	57	75	100
0,250	48	48	51	64	»
0,56	32	35	40	52,5	»
Proportion des intensités des rayons secondaires.	1	1	0,95	0,65	0,22

II. — Réflecteur en ébonite.

Épaisseur de la couche absorbante d'aluminium en mm	Épaisseur du réflecteur en mm			
	10	7,6	0,6	0,33
0,025	63	61,5	85,5	106
0,115	54	52	63	76
0,250	45	47	53	66
0,56	36	38	44	—
Proportion des intensités . . .	1	1	0,86	0,62

III. — Réflecteur en paraffine.

Épaisseur de la couche absorbante d'aluminium en mm	Épaisseur du réflecteur en mm.		
	20	10	0,5
0,025	123	130	160
0,115	75	73	100
0,23	62	65	—
Proportion des intensités	1	1	0,5

Les gros chiffres des coefficients d'absorption prouvent qu'une couche mince immédiatement au-dessous de la surface du réflecteur émet des rayons assez considérablement absorbables.

§ 10. Ces expériences peuvent être comparées à celles de S. B. Williams (*Phys. Rev.*, 23—1 1906) sur les rayons secondaires émis par les minces plaques de métal sous l'influence des rayons cathodiques. Le résultat est à peu près le même en ce qui concerne la quantité des rayons renvoyés devant la feuille de métal, cette quantité diminuant en dessous d'une certaine épaisseur critique de la feuille. Cette épaisseur critique dépend en outre de la nature de la substance, aussi du potentiel de décharge, c'est-à-dire de la vitesse des rayons incidents. Dans la distribution de la vitesse au contraire il y a une différence basée sur le fait que les rayons cathodiques primaires sont homogènes et qu'ils subissent une perte de vitesse dans la substance du réflecteur. Quand des rayons cathodiques homogènes frappent une feuille épaisse, il y a dans la radiation diffuse émise par la feuille, plus de rayons relativement lents qui sortent de l'intérieur avec perte de vitesse que lorsque c'est une feuille mince.

La radiation hétérogène et diffuse d'une feuille mince produite par une radiation homogène incidente est donc, dans le cas des rayons cathodiques, comme l'ont aussi prouvé les mesures de Williams, en moyenne moins déviable, c'est-à-dire plus rapide et moins absorbable que celle provenant d'une feuille épaisse, qui est plus hétérogène et qui contient plus de rayons ayant subi des pertes de vitesse. L'épaisseur de la feuille exerce donc ici une influence opposée à celle observée pour les rayons du radium.

IV. — *Rayons secondaires sortant par le côté arrière du réflecteur.*

§ 11. Il va sans dire que ni un réflecteur très épais ni un réflecteur extrêmement mince ne peut fournir des rayons secondaires par sa face arrière en remarquable quantité. Dans le premier cas tout est absorbé, dans le second il n'y a pas assez de métal pour la production de rayons secondaires. Il faut en conclure que leur quantité se montrant par derrière doit arriver à son maximum à une certaine épaisseur de la couche qui diffère d'après la substance. Le tableau ci-dessus confirme cette prévision. La première colonne indique l'épaisseur du réflecteur d'aluminium, la deuxième les temps de décharge observés dans l'électroscope et enfin la troisième les intensités relatives des rayons secondaires calculé en mettant 1 pour l'intensité maximum.

Épaisseur de l'écran en mm.	Temps de décharge	Intensités relatives
0,025	110	0,29
0,050	59,6	0,55
0,10	59,8	0,80
0,20	55,0	0,96
0,22	51,6	1,00
0,25	54,0	0,95
0,50	59,8	0,80
0,56	55,0	0,60
1,11	100	0,52

Si l'on représente les valeurs de l'intensité dans un système de coordonnées avec l'épaisseur de l'écran comme abscisse, on obtient une courbe qui a un point d'inflexion après le maximum, la courbe se rapprochant asymptotiquement de l'axe des abscisses.

La figure 2 montre l'arrangement pour l'expérience. Elle est compréhensible sans commentaire.

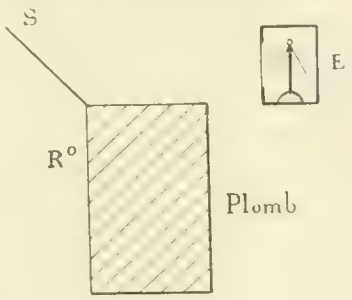


Fig. 2.

Si l'on emploie d'autres métaux à la place de l'aluminium comme écrans, l'énergie maximum se trouvera naturellement à une autre épaisseur. On obtient aussi une action secondaire énergique derrière des écrans en plomb. Il est vrai que l'absorption est plus grande mais par contre l'émission est plus grande elle aussi. Par exemple des écrans en plomb, de 0,1 et 0,2 millimètres posés à la place de l'écran en aluminium avaient des temps de décharge respectivement de 38 et 59 secondes.

Quant à leur absorption il en est des rayons secondaires derrière le réflecteur comme de ceux de devant. Ils sont hétérogènes et il y a parmi eux des rayons peu pénétrants surtout quand les réflecteurs sont minces. Le tableau suivant le prouve. La première colonne indique l'épaisseur du réflecteur en aluminium; les seconde et troisième colonnes donnent les coefficients d'absorption λ calculés au centimètre, qui furent mesurés sur une épaisseur d'aluminium de de 0,025 millimètres et 0,115 millimètres.

Épaisseur du réflecteur en mm	λ 0,025 mm	λ 0,115 mm.
1,11	41,5	17,5
0,56	41,6	29,2
0,20	86,0	[illegible]
0,10	136	99,2
0,05	144	125,0
0,025	167	

Les rayons secondaires derrière les écrans en plomb de 0,1 et 0,2 millimètres d'épaisseur avaient un

[illegible] pour l'aluminium [illegible] d'après [illegible] 0,115 millimètres. Ils [illegible]

12. [illegible] d'un rayon de radium à travers une plaque mince d'un corps solide comme il suit : le faisceau incident de rayons parcourt la plaque tout en gardant sa direction et il semble garder sa rapidité d'après les déterminations [illegible] sa déviation magnétique qui ont été faites par H.-W. Schmidt. En outre il se produit de chaque point du parcours des rayons dans l'intérieur de la plaque une radiation secondaire et une dispersion de rayons dans toutes les directions. Cette radiation diffuse est, d'après les observations ici communiquées, très hétérogène et elle contient, à [illegible] qui ont à peu près la même absorption que les rayons primaires, des rayons notablement plus mous que l'on peut considérer comme des rayons secondaires plus lents ou peut-être comme des rayons dispersés qui ont subi une perte de vitesse. Il y en a aussi certainement dans le faisceau qui continue directement derrière la plaque, mais ils n'ont [illegible] fraction de son intensité totale. Si la plaque est très mince le rayon direct derrière elle est encore intense, et si la plaque est plus épaisse, non seulement le faisceau de rayons primaires est très [illegible], mais encore bien plus les rayons secondaires mous produits dans la couche de devant. Il doit donc y avoir une certaine épaisseur pas trop forte qui produit dans le faisceau, surtout dans la direction primordiale, le maximum de rayons secondaires mous.

V. — *Rayons secondaires de l'air.*

§ 13. On a fait incidemment une observation qu'il faut encore étudier de plus près. Sous l'influence de la radiation du radium, l'air aussi émet des rayons secondaires dans toutes les directions. Ceux-ci ont l'apparence d'être fortement absorbables, car ils étaient [illegible] complètement par 0,115 millimètres d'aluminium. Quand on posait le radium immédiatement contre l'électroscope, mais de manière à ce que celui-ci soit garanti des rayons directs du radium par une plaque de plomb d'environ 4 centimètres d'épaisseur, le temps de décharge, c'est-à-dire le temps nécessaire pour une diminution de tension de 50 volts, [illegible] de 108 secondes. Quand on sortait le radium de la chambre, le temps de décharge était de 450 secondes. Cette décharge était causée par une faible activité de l'électroscope. Quand on ajoutait d'autres écrans en aluminium d'épaisseur croissante devant la mince fenêtre en aluminium qui fermait l'électroscope on obtenait en présence du radium les temps de décharge suivants :

Épaisseur de l'aluminium en millimètres	Temps observés en secondes	Temps corrigés en secondes
0,02	116,5	157
0,115	126,5	175
0,56	127,5	178
5,00	127,5	178
0,00	108,0	145

Donc, déjà à partir d'une épaisseur de 0,115 millimètres le temps de décharge reste constamment à 127,5 sec. Cette décharge est causée par les rayons γ qui ont traversé 4 centimètres de plomb et qui ne sont donc plus absorbés par des écrans en aluminium même pas quand ceux-ci ont 5 millimètres d'épaisseur. La réduction du temps de décharge à 108 secondes est causée par les rayons secondaires produits par l'air, puisque l'arrangement était tel que d'autres corps de l'entourage ne pouvaient pas rayonner dans l'électroscope. Cette accélération de la décharge est déjà réduite à la moitié par 0,02 millimètres d'aluminium. L'absorption des rayons ne peut être calculée que très inexactement par ces chiffres. D'abord on trouve les valeurs corrigées du temps de décharge indiquées dans le tableau, en considérant la décharge spontanée de l'électroscope (450 secondes) en absence du radium. Les rayons γ seuls causent un temps de décharge corrigé de 178 secondes, réunis aux rayons dispersés par l'air de 145 secondes. Ainsi on peut calculer le temps de décharge provenant des rayons secondaires de l'air seuls d'après

$$\frac{1}{\frac{1}{145}-\frac{1}{178}} = 720 \text{ secondes}$$

et le temps de décharge en posant un écran de 0,02 millimètre d'épaisseur devant l'électroscope :

$$\frac{1}{\frac{1}{157}-\frac{1}{178}} = 1285 \text{ secondes.}$$

On trouve ainsi $\lambda = \dfrac{\log \text{nat} \frac{1285}{720}}{0,002} = 287.$

En acceptant cette forte valeur pour λ, on trouve que par 0,0115 centimètre d'aluminium l'intensité est réduite à sa 28e partie. Ceci répondrait à un temps corrigé de 176,4 secondes, c'est-à-dire à un temps non corrigé de 127 secondes, tandis qu'on observait (voir le tableau) la valeur presque égale de 126,5 secondes. L'accord est bon pour un calcul si défavorable. Cependant il est possible parce que tous les temps observés de cette série étaient parfaitement exacts, puisqu'ils ne différaient jamais de plus d'une demi-seconde [1].

1. Il est possible que la radiation dont nous venons de calculer l'absorption dans l'aluminium ne soit pas une radiation [illegible] tout à fait pure, mais qu'elle contienne un peu de rayons β secondaires provoqués par les rayons γ à la [illegible] de l'écran de plomb. C'est pourquoi les résultats indiqués [illegible] paragraphe doivent être donnés sous toute réserve.

§ 14. Finalement on remarquera que j'ai appelé λ *coefficient d'absorption* suivant l'usage habituel. En réalité les valeurs de λ n'ont pas de simple sens physique; elles ne peuvent servir qu'à donner une idée approximative de la nature des radiations pour lesquelles elle sont calculées. Dans les expériences précédentes les feuilles de métal absorbantes étaient toujours posées sur la feuille d'aluminium qui fermait l'électroscope du côté de l'entrée des rayons. La radiation qui entrait dans l'électroscope se composait donc de rayons directs et de la moitié de la radiation secondaire totale produite dans les couches d'absorption. La radiation directe décroît en même temps que l'épaisseur de la couche absorbante croît ; au contraire, la radiation secondaire croît d'abord (jusqu'à une épaisseur d'environ 1 quart de millimètre pour l'aluminium) et elle ne décroît qu'après. Cette complication augmente encore quand on pense que l'ionisation n'est plus une mesure pour l'intensité des rayons de différentes vitesses, vu que ni les rayons très lents, ni les rayons très rapides ne produisent intensivement des ions. Il en est de même pour l'action photographique, et on a trouvé que cette dernière a été même augmentée par l'interposition d'une mince couche absorbante de platine devant la plaque photographique, fait dû à la radiation secondaire du platine (F. Paschen, *Phys. Zeitchr.* **16**—502—1904; P. Dobler, *Ann. de Phys.*, **22**—227—1907 et *Radium*, 4—105—1907). Cela mènerait au résultat absurde d'un coefficient d'absorption négatif. Dans l'électroscope même des rayons sont dispersés et créés secondairement dans l'air et sur les murs de la cage, ce qui donne lieu à des phénomènes qui se dérobent à l'interprétation. On ne peut donc pas admettre les valeurs λ comme grandeurs physiques déterminées ; elles ne servent qu'à l'orientation approximative sur la nature d'une radiation.

Résultats.

1° Quand des rayons β frappent des corps solides il n'y a pas de production de rayons γ en quantité appréciable avec le dispositif employé, ni de rayons durs qui traversent 2 centimètres de plomb, ni de rayons mous qui peuvent traverser 25 centimètres d'air. Il ne semble donc pas qu'on puisse considérer les rayons γ du radium comme une radiation X produite par les rayons β.

2° Les rayons secondaires sont très hétérogènes. Ils contiennent des rayons beaucoup plus absorbables que les rayons directs.

3° Les rayons secondaires de l'aluminium sont absorbés plus facilement que ceux du plomb. La paraffine émet des rayons secondaires très mous.

4° Les rayons les plus mous proviennent, autant sur l'arrière que sur le devant du réflecteur, des couches qui sont près de la surface. Il y a aussi une production de rayons mous dans l'intérieur, mais ils ne parviennent pas au dehors, parce qu'ils sont absorbés par la substance du réflecteur. Les réflecteurs minces produisent proportionnellement beaucoup de rayons faciles à absorber.

5° Les rayons secondaires derrière le réflecteur ont un maximum d'intensité pour une certaine épaisseur qui dépend de la nature de la substance.

6° Les rayons secondaires produits par l'air sont, à ce qu'il paraît, très faciles à absorber.

Ce travail fut exécuté au laboratoire de physique générale sous les auspices de la bourse Carnegie-Curie. L'auteur prend la liberté de remercier Mme Curie de l'intérêt qu'elle en a bien voulu prendre.

Reçu le 10 février 1908

Sur la condensation des émanations radioactives

Par E. HENRIOT

(Faculté des sciences de Paris, laboratoire de Mme Curie)

L'émanation du radium et celle du thorium se condensent aux basses températures sur les parois des vases qui les contiennent, ainsi que l'ont démontré les belles expériences de MM. Rutherford et Soddy. M. Rutherford, étudiant la condensation dans un tube de cuivre, trouve que l'on peut assigner à la condensation totale de l'émanation du radium un intervalle de température très resserré (— 152°,5, — 155°), tandis que pour l'émanation du thorium, la condensation, commencée vers — 120 degrés, ne serait totale qu'à — 150 degrés. On peut se demander s'il s'agit là d'une véritable condensation analogue à la condensation de la vapeur d'eau sur une paroi froide. Il est, en effet, curieux de constater que si on se place un ou deux degrés au-dessous de la température de condensation, un courant gazeux passant sur la paroi

[illegible] d'émanation.

[illegible] ordinaire, le verre, les différents métaux et surtout le caoutchouc, [illegible] d'émanation mesurables [1], quoique fort petites [2].

[illegible] si les deux phénomènes [illegible] occlusion par la paroi à température ordinaire) sont de nature essentiellement distincte ou s'ils sont simplement le prolongement l'un de l'autre. Dans la deuxième manière de voir, le solide en contact avec l'émanation aurait donc un rôle prépondérant.

[illegible] M. Rutherford, répétée dans des tubes [illegible] substances, permettrait de décider entre l'une ou l'autre manière de voir. M. Rutherford regarde comme certaine la non influence de la paroi. Il est regrettable néanmoins que l'expérience en question n'ait pas encore été faite. Mon intention est d'ailleurs de la faire ultérieurement si j'en ai la possibilité.

En outre, M. Rutherford cherche en général dans ses expériences à mettre en évidence ce qu'il appelle une température de condensation. Ainsi, pour l'émanation du thorium, qui se condense aux températures comprises entre — 120 degrés et — 150 degrés, il admet que la température de condensation est — 120 degrés. Cette notion de température fixe de condensation ne paraît pas être absolument indispensable, étant donné surtout que l'interprétation des faits observés reste assez incertaine, ainsi que nous venons de le voir.

Condensation sur le charbon de bois. — Dans certains cas, il y a occlusion non douteuse de l'émanation. Le charbon de bois l'absorbe complètement à la température ordinaire. Cette propriété, étant donné le pouvoir absorbant du charbon de bois pour tous les autres gaz, n'a rien que de très naturel [3]. M. Rutherford, qui a découvert et étudié le phénomène, employait pour ses expériences le charbon de noix de coco. Il fait remarquer, que quoique l'émanation ait été souvent rapprochée des gaz inertes de l'air, ces derniers ne sont pas susceptibles d'être absorbés par [illegible] même à la température de l'air liquide, alors que l'émanation est absorbée complètement à température ordinaire. Il est facile d'autre part de s'assurer que le charbon chauffé au rouge abandonne toute l'émanation.

Je me suis proposé d'étudier la façon dont il se comporte entre ces deux limites. Le même charbon de bois servait pour toutes les expériences, et il était mis dans chaque cas en contact avec la même quantité d'émanation.

L'appareil se composait d'un tube en verre T renfermant un petit cylindre de laiton ouvert à la partie supérieure et qui servait de nacelle à charbon (fig. 1) [1].

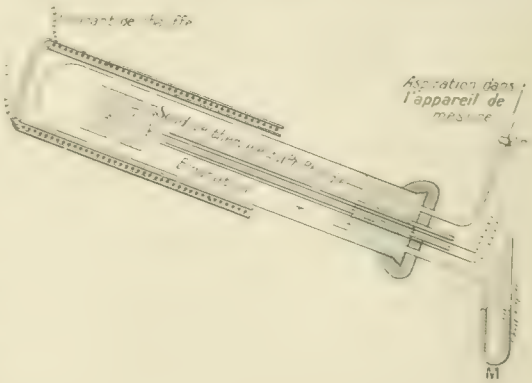


Fig. 1.

Le tube de verre était chauffé à la température voulue par un petit four électrique à résistance. Un couple thermo-électrique platine-platine iridié (gradué au moyen des températures d'ébullition de l'eau, de la naphtaline et du soufre) avait sa soudure chaude appliquée directement contre le fond du cylindre de laiton.

Une fois l'émanation introduite à froid, la température était portée au point voulu et l'appareil était maintenu pendant 1 heure et demie à cette température. Le robinet *r* permettait de mettre en relation avec un condensateur à mesure de 3 litres préalablement vidé à la trompe à eau. Le robinet était ouvert, puis fermé au bout d'une seconde ou deux, quand le manomètre *m* avait pris une position fixe.

Le volume du condensateur étant 30 fois supérieur à celui du tube T, la plus grande partie de l'émanation se trouvait aspirée du premier coup. On faisait d'ailleurs une correction relative à la pression résiduelle dans le tube T.

L'aspiration était très brusque et ne donnait pas à un nouveau régime le temps de s'établir. Après chaque expérience le tube à charbon était porté à 400°, et y était maintenu une heure pendant que le vide était fait une vingtaine de fois à la trompe à eau. Je me suis assuré qu'il ne dégageait plus rien dans ces con-

1. [illegible] 1905, 1, [illegible]

2. [illegible]

[illegible] 14 - 20 cms.

[illegible]

3. [illegible] 6 [illegible]

1. Il est essentiel d'éviter que les poussières de charbon ne [illegible] dans les parties froides quand on fait une [illegible] l'émanation.

ditions. Je mesurais la quantité d'émanation aspirée par la méthode du quartz piézo-électrique.

L'expérience étant faite ainsi d'une façon toujours

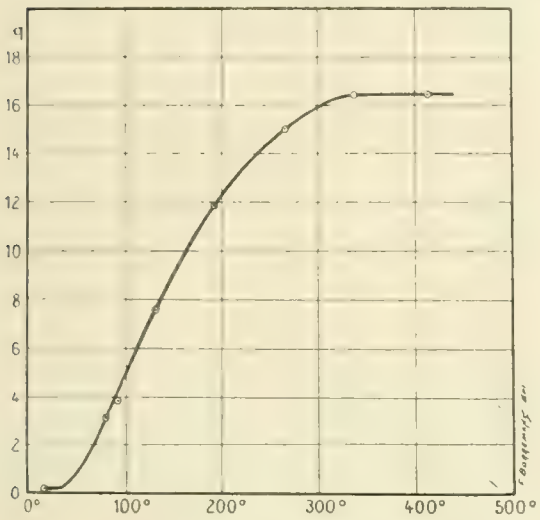


Fig. 2.

identique a donné, pour la quantité non absorbée, des valeurs croissantes avec la température, et dont l'augmentation est représentée sur la courbe ci-contre (fig. 2).

J'ai vérifié que, même pour des quantités d'émanations trois fois plus grandes que celles que j'employais habituellement, la totalité de l'émanation est absorbée à 18°. On trouvait en réalité une quantité très faible, pratiquement nulle, inférieure à l'ordre de grandeur des corrections que l'on doit faire pour l'activité résiduelle du condensateur de mesure.

Le phénomène, en opérant d'une façon toujours identique, se comporte donc d'une façon suffisamment régulière. Je n'ai pas étudié l'influence possible de la nature et de la quantité du charbon, ou de la concentration de l'émanation au contact. Remarquons en terminant que la courbe semble indiquer que le charbon n'absorbe pas d'émanation à partir de 550 degrés.

Condensation de l'émanation de l'actinium. — Goldstein a fait sur cette question une expérience décrite en détail dans le *Radium* d'octobre 1906. Il refroidissait dans l'air liquide un tube de verre fermé à la partie inférieure et qui se trouvait en relation avec un sel d'actinium. L'appareil était vide d'air. Dans ces conditions, un anneau lumineux se formait sur le tube et *au-dessus* du niveau de l'air liquide, indiquant que la condensation se produit à une température supérieure à celle de l'air liquide.

Je me suis proposé de préciser l'action des basses températures sur l'émanation d'actinium et, dans cette intention, j'ai effectué deux séries d'expériences : l'une en refroidissant seulement l'émanation de l'actinium, l'autre en refroidissant le sel qui lui donne naissance.

a) *Émanation refroidie seule.* — En raison de la très rapide destruction de l'émanation de l'actinium (cette émanation se détruit de moitié en 3,9 sec.), on ne peut s'adresser, comme M. Rutherford, à une méthode de courant gazeux. En effet, le refroidissement de l'air qui sert de véhicule à l'émanation nécessiterait un séjour assez prolongé dans des tubes réfrigérants et l'on ne recueillerait à leur sortie qu'une très faible quantité d'émanation, cette dernière s'étant en grande partie détruite en route.

J'ai donc eu recours à une expérience de diffusion libre dont le principe est le suivant : l'émanation produite par un demi-gramme environ d'actinium très actif (activité = 3940) diffuse à travers un tube métallique dont une partie est en forme d'U et sert de réfrigérant. Elle est observée à sa sortie du tube

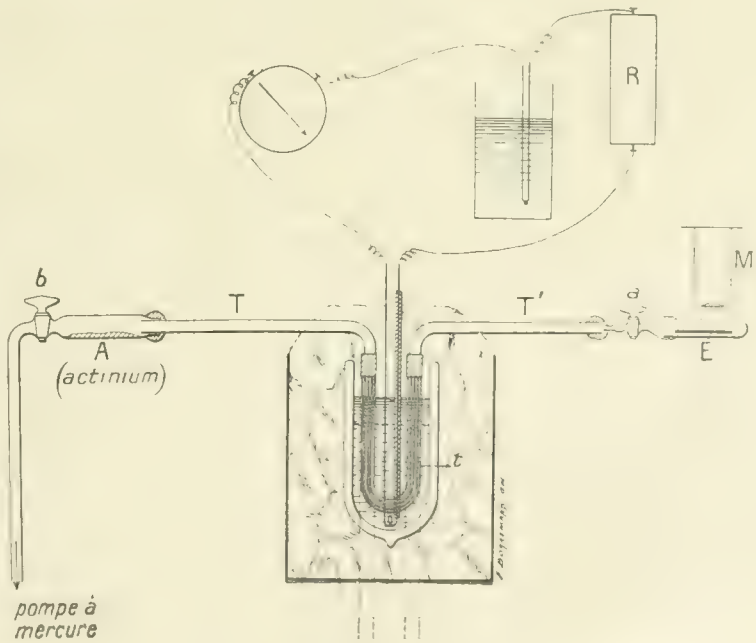


Fig. 3.

réfrigérant au moyen des scintillations qu'elle produit

[illegible] dans des [illegible] lorsque l'émanation [illegible] à la pression [illegible] centimètres environ [illegible] Comme, dans l'appareil [illegible] que devait parcourir l'émanation étaient voisins de 50 centimètres, j'ai [illegible] très basse. Le vide était [illegible] possible à la pompe [illegible] l'appareil était disposé [illegible] l'actinium A, diffuse à travers le tube T, puis à travers un faisceau de dix [illegible] très étroits, disposés en forme d'U, assurant une bonne réfrigération et donnant un débit suffisant. Elle arrive ensuite par un [illegible] que l'on peut isoler du [illegible] de l'appareil par un robinet *a*. Elle produit donc sur l'écran E, quand la réfrigération des tubes en U n'intercepte pas son passage, des scintillations facilement observables à l'aide d'un petit microscope M. Je me suis adressé à l'observation des scintillations et non de la luminosité seule, parce que les scintillations sont plus nettes et plus caractéristiques.

La température du bain réfrigérant était donnée par un couple thermo-électrique cuivre-constantan en série avec un millivoltmètre. La courbe reliant la température aux déviations a été déterminée par trois points fournis : 1° par l'oxygène liquide[2], 2° par la neige carbonique, 3° par l'égalité de température des soudures. Comme cette courbe est à très peu près une droite, un nombre supérieur de points n'est pas nécessaire.

L'expérience est conduite de la manière suivante. Le vide étant fait à la pompe à mercure, les robinets *a* et *b* étant fermés, le vase de Dewar est rempli d'éther de pétrole très volatil. On siphonne de l'air liquide de façon à faire descendre la température de l'éther de pétrole à la température d'ébullition de l'air liquide. A cette température, l'éther de pétrole est très fortement visqueux, mais redevient fluide [illegible] — 170°. Le vase de Dewar est complètement entouré d'ouate. Dans ces conditions, la vitesse d'as[illegible] de la température entre — 180° et — 100° est de 1° par minute environ. L'expérience se fait dans une obscurité absolue, et l'œil doit être reposé par un séjour d'un quart d'heure au moins dans cette obscurité. Ces précautions sont nécessaires pour une bonne perception des scintillations. On peut s'assurer, en se servant chaque fois d'un écran neuf, qu'il ne donne pas de scintillations au début.

[illegible] — 180° on aperçoit quelques rares scintillations piquant le champ du microscope. En fermant le robinet *a*, les scintillations disparaissent en quelques secondes. Pendant que la température remonte, le robinet *a* peut être ouvert et fermé toutes les deux minutes, et l'on remarque que l'aspect observé (figure 4, I), se maintient sans chan-

Fig. 4.

gement appréciable; de très rares scintillations se produisent à l'ouverture du robinet. A partir d'une certaine température, qui s'est trouvée en moyenne de — 145°, et qui a varié entre — 140° et — 149°, l'aspect commence à se modifier notablement. A l'ouverture du robinet *a*, l'écran se recouvre alors de nombreuses scintillations (figure 4, II).

Le changement paraît suffisamment net, entre la première et la deuxième période, pour que l'on soit tenté d'assigner à la volatilisation commençante une température voisine de — 145°. Ce que l'on peut dire, en tout cas, c'est que c'est seulement au-dessus de cette température que la quantité d'émanation noncondensée est appréciable, et augmente rapidement.

La température continuant à remonter, la luminosité de l'écran devient de plus en plus brillante, montrant qu'il se condense dans le réfrigérant une fraction de moins en moins grande d'émanation. Vers — 100°, le phénomène est suffisamment brillant pour que l'accroissement de luminosité de l'écran à l'ouverture du robinet *a* soit aperçu facilement à plusieurs mètres de l'appareil. Dans la première période (scintillations rares), la quantité d'émanation doit être extrêmement faible[1]. Elle est peut-être due à ce fait que la longueur des tubes *t* n'est pas suffisante pour avoir une réfrigération absolument parfaite. Cependant, étant données la rareté des scintillations en question d'une part, d'autre part la résistance à la diffusion qu'aurait entraînée un allongement des tubes réfrigérants, il paraît préférable de conserver à l'appareil ses dimensions primitives.

La décondensation semble donc être, dans le cas actuel, un phénomène graduel commençant à — 145 degrés et augmentant rapidement à partir de cette température. Si je n'ai pas obtenu des nombres plus resserrés pour l'évaluation de cette température, cela ne saurait être attribué à un défaut dans l'uniformité des températures ou dans leur mesure. En effet, le faisceau de tubes bons conducteurs et remplissant presque tout le

1. [illegible] 4 [illegible]

2. [illegible] 1900 [illegible]

1. On admet généralement que les scintillations sont dues aux chocs des particules [illegible]

vase de Dewar doit bien égaliser les températures. D'autre part, le couple permet l'évaluation de ces températures à moins de 1 degré près. Il semble plutôt que l'on doive attribuer l'écartement des nombres trouvés à la nature des faits. Il est possible en effet qu'il n'y ait à aucune température de condensation vraiment totale, c'est-à-dire que la décondensation ne commence pas réellement à — 145 degrés, mais qu'elle devienne seulement notable et rapidement croissante au-dessus de cette température. Quoi qu'il en soit, les nombres trouvés pour la température du passage net entre les aspects I et II du champ (fig. 4) ont été pour 4 expériences

— 149 — 140 — 145 — 140.

J'ai mesuré par une expérience directe que le temps nécessaire pour le passage de l'émanation de A en E (fig. 3) était parfaitement négligeable.

Toutes les expériences ont été effectuées à la pression la plus basse que j'ai pu obtenir à la pompe à mercure. Une pression de 2 millimètres de mercure dans l'appareil crée un tel retard à la diffusion que le phénomène n'est plus facilement observable. Il n'a donc pas été fait d'expérience sur une influence possible de la pression.

Je signalerai, avant de quitter ce sujet, que j'ai appliqué cette expérience à l'étude de la condensation de l'émanation du radium. L'émanation était introduite d'avance dans l'appareil. La pression ne pouvait être aussi basse que dans les expériences sur l'actinium, par suite de la rentrée de quelques centimètres cubes d'air nécessités par l'introduction de l'émanation. D'autre part, cette émanation une fois arrivée sur l'écran ne s'y détruit pas rapidement comme pour l'actinium. Pour cette double raison, les expériences faites par ce procédé sont moins nettes et méritent moins de confiance dans le cas du radium que dans celui de l'actinium. Néanmoins, l'écran a une augmentation de scintillation assez notable dans le voisinage de —150, —160 degrés, nombres voisins de ceux donnés par M. Rutherford. Ceci semblerait prouver que la pression n'influe pas sur la température de condensation, les expériences de M. Rutherford ayant été effectuées à la pression atmosphérique, les miennes à la pression de quelques millimètres de mercure. J'ajouterai que l'expérience semble susceptible, avec quelques perfectionnements, de donner de bons résultats relativement à la condensation de l'émanation du radium.

b) *Condensation sur le sel actinifère refroidi.* La deuxième série d'expériences a été faite sur la quantité totale d'émanation qui recouvre un sel d'actinium. Un sel d'actinium fournit par unité de temps une certaine quantité d'émanation qui maintient à son contact une pression partielle d'émanation p_0. Cette émanation diffuse en se détruisant, et l'on démontre que dans le cas d'une diffusion par couches planes, la pression partielle à une distance x est

$$p = p_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\, x}$$

lorsque le régime est atteint (ce qui demande moins d'une minute après qu'on a balayé l'émanation à la surface du sel par un courant d'air). λ est la constante de temps de l'émanation, D son coefficient de diffusion. La quantité totale qui surmonte le sel est.

$$q = \int_0^\infty p_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D}}\, x}\, dx = \sqrt{\frac{D}{\lambda}}\, p_0$$

Elle est donc fonction de D, λ et p_0.

Dans ces expériences le sel actinifère est placé dans une petite boîte en laiton, il occupe une cavité creusée dans une pastille massive de laiton qui forme le fond de la boîte (fig. 5). L'émanation est balayée par

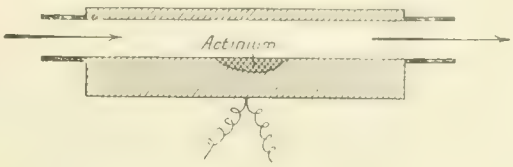


Fig. 5.

un courant gazeux dans la chambre d'ionisation M, où on mesure son activité.

Ce courant gazeux était produit par la pression brusque d'une petite poire en caoutchouc et il se trouvait desséché sur un tube à chlorure de calcium.

Il devait être intermittent et instantané. Il faut en effet :

1° Qu'il ne se détruise pas d'émanation pendant le trajet de A en M ;

2° Qu'il ne se forme pas de nouvelles quantités d'émanation dans la boîte à actinium ;

3° Que le sel n'ait pas le temps d'être réchauffé par le courant gazeux.

La température était mesurée par le couple cuivre-constantan dont il a été question plus haut. La soudure froide était fixée directement sur le fond de la boîte. L'appareil, refroidi à la température de l'air liquide par le même procédé que dans la première série d'expériences, se réchauffait graduellement et la remontée de température (— 182°) durait 5 heures. La chambre d'ionisation dans laquelle on envoyait le courant gazeux était un condensateur ordinaire employé pour le dosage des émanations radioactives. L'électrode, qui était en relation avec le quadrant de l'électromètre, se trouvait constamment reliée au sol par l'intermédiaire d'une très grande résistance à polonium P. Dans ces conditions, si la chambre d'ionisation recevait de l'émanation, l'électrode E se chargeait, l'aiguille déviait, puis revenait au zéro, du fait

[illegible] la présence de la [illegible].

La température [illegible] de l'air liquide une pression de la poire en caoutchouc n'est suivie [illegible] de l'électromètre. Puis [illegible] faibles dans le voisi-

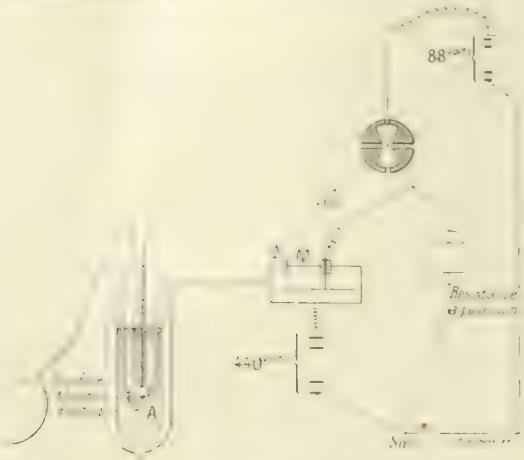


Fig. 6.

nage de [illegible] 140 degrés et vont en augmentant graduellement quand la température remonte. Ces élongations se produisent d'une façon assez régulière. Pour quatre pressions successives de la poire en caoutchouc, on trouvait par exemple :

29,5 30,4 29,5 31,

la température étant à peu près fixe et les pressions se succédant à 1 minute d'intervalle. Dans une autre série, en laissant deux minutes d'intervalle, on trouvait :

30 29 30,5 30 29.

Le phénomène se comportant de cette façon suffisamment régulière, on peut prendre, comme mesure de la quantité d'émanation surmontant le sel, les élongations du spot de l'électromètre. J'ai vérifié que, lorsque la température est remontée à la température ambiante, la quantité dégagée est la même que celle que l'on mesure avant que l'appareil ne soit refroidi.

La quantité d'émanation, nulle à température de l'air liquide, croît graduellement et régulièrement jusqu'à la température ordinaire. Les points expérimentaux se placent sur une courbe régulière représentée par la figure 7. On peut voir qu'à — 110 degrés la quantité dégagée [illegible] que le 1/20e de la quantité dégagée à température ordinaire. Cette quantité continue à croître jusqu'à + 120 degrés. Je n'ai pas poussé plus loin l'expérience. Il est probable que la

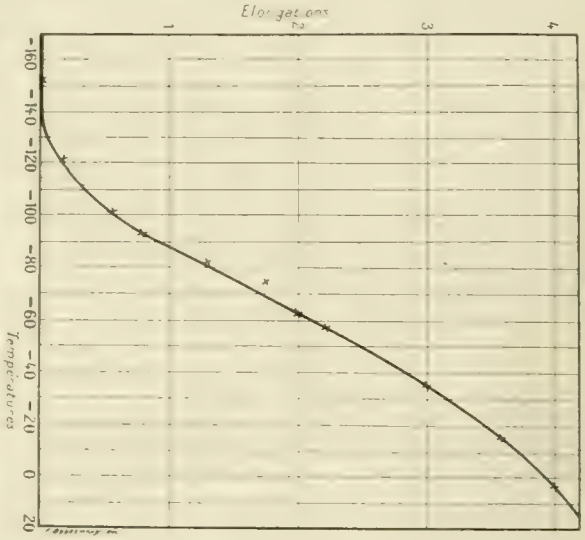


Fig. 7.

quantité dégagée ne deviendrait constante qu'à la fusion. On est tenté de rapprocher ce résultat de ceux de M. Kolowrat relatifs à l'émanation du radium[1]. Il est probable que la température influe sur le coefficient de diffusion D, sur la pression au contact p_0 (qui dépend de la production de l'émanation par le sel actinifère) et qu'elle intervient pour condenser l'émanation. Ce qu'on observe est l'effet global dû à ces trois sortes d'influences, si bien que l'interprétation de l'expérience reste assez compliquée.

J'ai effectué d'autres séries d'expériences en faisant passer à 2 centimètres au-dessus du sel un courant gazeux constant. Elles ont donné des courbes d'allure analogue mais semblent mériter moins de confiance parce que, dans ces conditions, les variations du coefficient D doivent prendre une importance considérable.

Les expériences que je viens de décrire ont été faites au laboratoire de Mme Curie. Je tiens, en terminant, à exprimer ma reconnaissance à Mme Curie et à M. Debierne pour la bienveillance avec laquelle ils ont suivi et guidé mon travail et pour les conseils éclairés qu'ils m'ont prodigués au cours de ces expériences.

Reçu le 10 février 1908.

1. Cf. L. Kolowrat, *C. R.*, 19 1907, *Le Radium* 4 517 1907.

Sur la radioactivité des eaux de Plombières

Par A. BROCHET

École de physique et de chimie. Laboratoire d'électrochimie.

La radioactivité des eaux minérales françaises n'a fait jusqu'à présent l'objet que d'un nombre très restreint de travaux. Les plus importants sont dus à Curie et Laborde[1] dont les recherches ont porté principalement sur les gaz dégagés spontanément des sources; cependant quelques valeurs relatives aux eaux ont été données dans leur dernier mémoire.

Dans un autre ordre d'idées, M. Moureu[2], puis MM. Moureu et Biquard[3] ont recherché et dosé les gaz rares dans les gaz qui se dégagent spontanément au griffon d'un grand nombre de sources.

Enfin M. Blanc[4] a déterminé la radioactivité des sédiments provenant d'un certain nombre de sources de la Savoie, et MM. Diénert et Bouquet[5] ont mesuré la radioactivité des eaux de quelques sources du bassin parisien. Ces mesures correspondaient à des valeurs extrêmement faibles et d'un tout autre ordre de grandeur que celle faites sur les sources thermales.

Les déterminations de Curie et Laborde provenant de mesures faites quatre jours après le prélèvement des échantillons, la radioactivité réelle de ces divers échantillons devait correspondre au double environ de la valeur publiée. En effet, cette radioactivité suit en général, comme l'émanation du radium, la loi de perte de moitié en quatre jours.

Il était donc intéressant de reprendre les recherches aux sources pour connaître la radioactivité au moment même de l'utilisation de ces eaux.

A cette radioactivité se rattache probablement, d'après les théories actuelles, la cause jusqu'alors inconnue des effets thérapeutiques des eaux classées précédemment comme *indéterminées*.

Parmi les eaux françaises, celles de Plombières paraissent d'après les recherches précitées, les plus intéressantes par la valeur de la radioactivité des gaz qui se dégagent. Elles le sont également par le nombre et l'importance des sources. C'est à elle que nous nous sommes adressé.

Notre étude a porté également sur les sédiments et les roches.

Nous nous sommes servi d'un électroscope Curie, à feuille d'aluminium et micromètre adapté par MM. Chéneveau et Laborde soit à un condensateur à plateau, soit à un condensateur cylindrique.

Solides. — Nos essais ont été faits sur les échantillons suivants : Sédiments recueillis à la source n° 3 (*galerie du Thalweg*) et à la source du *Robinet Romain*, brique romaine recueillie à la surface du bâti de cette dernière source, fluorine et halloysite recueillies au-dessus de la source n° 2 (source *Alliot, galerie des Savonneuses*) dans le filon d'où émerge cette source, rondelles métalliques : plomb, cuivre rouge, laiton, abandonnées dans l'étuve au voisinage de la source du *Robinet Romain* pendant un espace de temps variable entre deux jours et trois semaines.

Les minéraux et sédiments étaient broyés, séchés à l'étuve vers 80°, les plaques métalliques étaient séchées.

Tous ces échantillons présentaient une radioactivité nulle ou insignifiante de l'ordre de grandeur de la sensibilité de l'appareil et disparaissant du jour au lendemain.

Gaz. — Chaque gaz était recueilli directement au griffon de la source dans une éprouvette graduée de 150 cm³ munie à la partie supérieure d'un robinet à trois voies. Après la mesure du volume, il était séché sur de la potasse caustique et introduit dans le récipient de l'appareil dans lequel un vide partiel avait été fait. Le robinet à trois voies permettait de faire le remplissage avec de l'air servant au balayage du tube à potasse.

La radioactivité était déterminée par la mesure du courant produit à l'intérieur du condensateur cylindrique formé, d'une part, du récipient en laiton et, d'autre part, d'une sonde reliée directement au support de la feuille d'aluminium. Les deux parties étant réunies par un bouchon d'ambre.

Les détails de l'appareil seront décrits d'autre part.

Chaque détermination était faite d'après la mesure de la vitesse de chute de la feuille d'aluminium correspondant au courant maximum produit trois heures après l'introduction du gaz dans l'appareil.

Celui-ci avait été au préalable étalonné d'une façon identique avec de l'émanation du radium. Les résultats que nous donnons sont exprimés comme l'avaient

1. Curie et Laborde. *C. R.* **138** 1150, **142** 1362.
2. Moureu. *C. R.* **139** 852-1904.
3. Moureu et Biquard. *C. R.* **142** 180-1906.
4. Blanc. Congrès de Radiologie, Liège, 1905. *Philosophical Magazine*, 6e série, **9** 148 1905.
5. Diénert et Bouquet. *C. R.* **142** 449 1906. — Diénert. *C. R.* **142**-885-1906.

[illegible] Curie et Laborde [illegible] en milligrammes-minutes pour dix litres de gaz. Ils indiquent le nombre de minutes pendant lequel il faudrait laisser séjourner un milligramme de bromure de radium pur dans dix litres d'air pour réaliser dans notre appareil la même vitesse de [illegible] de la feuille d'aluminium qu'avec les gaz étudiés introduits à volume égal. Nous avons obtenu les résultats suivants :

Sources	[illegible]	Trouvé	Curie et Laborde
Vauquelin	69°	14,9 mgr. min.	5,7 mgr. min.
Numéro 3, galerie du Thalweg. . .	65°	13,6 —	3,19 —
Numéro 2, galerie des Savonneuses	28°	6,1 —	

La quantité de gaz fournie par les différentes sources est extrêmement faible. M. Moureu a obtenu (mois d'août 1907), pour la source Vauquelin, 2 litres par heure et pour la source n° 3 (*galerie du Thalweg*), un litre six cents centimètres cubes (*Congrès de Physiothérapie*, Rome, octobre 1907).

Nous avons obtenu des chiffres du même ordre de grandeur et pour la source n° 2 (source *Alliot, galerie des Savonneuses*), seulement deux cents centimètres cubes (septembre 1907).

Pour les autres sources le dégagement est insignifiant. Ce dégagement n'est pas régulier et semble influencé notamment par les variations de la pression atmosphérique. Pour certaines sources il paraît même intermittent. C'est ainsi que Curie et Laborde, puis Moureu, ont pu étudier les gaz de la source des *Capucins* qui leur avaient été expédiés; or, il nous a été impossible d'en recueillir en quantité suffisante, tellement ils étaient peu abondants lors de notre séjour à Plombières.

Le griffon des *Capucins* était d'ailleurs autrefois le seul qui dégageait des gaz. Ce n'est que depuis les travaux d'aménagement des eaux 1856-1861 que les autres sources, notamment celles de *la galerie du Thalweg*, en ont donné [1].

Eaux. — Chaque eau était recueillie également à même le griffon de la source dans un récipient en en verre de 11,50 cm³ muni d'un robinet à la partie supérieure et que l'on remplissait exactement à moitié. L'appareil était rapidement ramené à la température ordinaire et vivement agité à plusieurs reprises pendant un quart d'heure.

L'eau cédait à l'air une partie de sa radioactivité, et, d'après les expériences de Hofmann, en retenait 25 pour 100 à la température de 20° à laquelle nous opérions. L'air ainsi radioactivé était traité comme un gaz.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Sources	Température	Radioactivité p. 10 litres en milligr. min.	
		Trouvé	Curie et Laborde
Vauquelin	69°	0,84	0,22
Robinet romain	70°	0,45	
Des Capucins	46°	2,05	0,46
Numéro 1, galerie des Savonneuses	22°	0,75	»
Numéro 2, galerie des Savonneuses	28°,5	1,29	»

Nous avons en outre constaté par trois mesures successives que l'émanation extraite de l'eau de la source des *Capucins* suit, comme l'émanation du radium, la loi de perte de l'activité de moitié en quatre jours.

Ajoutons enfin que l'eau des sources non minérales et l'eau de la ville sont assez fortement radioactives.

Il y a lieu de remarquer que pour les sources très chaudes et notamment celles de la *galerie du Thalweg* les températures que nous avons relevées correspondent sensiblement à celles trouvées par Jutier (*loc. cit.*).

Il n'en est plus de même en ce qui concerne la *galerie des Savonneuses*, dont la température des sources est à l'heure actuelle beaucoup plus élevée, sauf celle du *griffon* n° 2, restée sensiblement la même.

	Septembre 1907	Mesures de Jutier, 1861-1862		
		Maximum	Minimum	Moyenne
1	22°	17°,6	14°,6	15°,6
2	28°,5	31°,1	29°,6	29°,9
3	27°	23°,6	21°,8	22°,4
4	39°	27°,8	26°,1	27°,1
5	48°	41°,1	39°,5	40°,5
Tabl. 5	49°,5	non indiqué.		

Quant à la source des *Capucins*, le griffon est surélevé de 2 mètres environ par un tuyau de plomb traversant une couche d'eau d'infiltration. L'eau s'échappe, de ce fait, à une température plus basse qu'elle n'est au griffon vévitable. Jutier avait trouvé à celui-ci 51° (*loc. cit.*, p. 105).

Les analyses de Lefort (*loc. cit.*, p. 154) en ce qui concerne les eaux de Plombières ont établi qu'il existe une relation entre la température de la source, le degré de minéralisation de l'eau et la composition des gaz spontanés. La radioactivité semble donc faire exception d'après les valeurs que nous publions, tout

1. [illegible] p. 149. [illegible] 1862.
2. [illegible] 6 [illegible] 1906.

au moins en ce qui concerne les eaux elles-mêmes. Pour ce qui est des gaz, nous n'avons pas assez de résultats pour affirmer ou non la relation.

Une étude plus complète permettrait probablement de tirer des conclusions intéressantes à ce sujet.

Nos recherches confirment donc ce point déjà établi lorsque l'on compare les mesures faites sur les sources étrangères et notamment les sources allemandes que, contrairement à l'opinion assez souvent émise, il n'y a aucune relation entre la radioactivité des eaux thermales et leur *température*.

Remarquons pour terminer un point intéressant. Parmi les sources dont nous avons examiné les eaux, la plus radioactive est celle des Capucins [illegible] peu délaissée à l'heure actuelle. Si cette source n'est pas la plus anciennement découverte c'est certainement celle dont la renommée est la plus ancienne et la plus considérable en raison de ses résultats thérapeutiques. C'est en outre celle qui a le mieux conservé son individualité propre du moyen âge, les autres ayant été plus ou moins remaniées et leurs eaux se trouvant généralement mélangées.

La source n° 2 de la galerie des Savonneuses mérite aussi une mention spéciale en raison de sa radioactivité.

(Reçu [illegible] 1908.)

MEMOIRES TRADUITS

Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique[1]

Par M. P. ZEEMANN

[illegible] de physique, Université d'Amsterdam

Lorsqu'une raie spectrale se sépare dans le champ magnétique en un triplet normal, les deux composantes extérieures et la raie médiane sont généralement d'intensités différentes. Suivant la théorie élémentaire de Lorentz du phénomène de la résolution magnétique, il existe une relation simple entre ces intensités.

Soient I_1 et I_3 les intensités des composantes extérieures et I_2 l'intensité de la raie médiane, nous devons nous attendre à ce que :

$$I_1 = I_3 = \frac{1}{2} I_2 \qquad (1)$$

On a souvent indiqué qu'en général cette relation ne se vérifie pas et que des triplets sont fréquemment en contradiction avec elle, présentant une raie médiane faible et de fortes composantes extérieures.

On peut citer quelques cas dans lesquels les intensités diffèrent réellement de celles que l'on peut déduire de l'équation 1. Toutefois, dans de nombreux cas, cette contradiction n'est qu'apparente, car on n'a pas fait attention à une circonstance dont nous allons nous occuper et qui n'a pas encore été examinée au point de vue du sujet qui nous occupe.

Dans leurs recherches, Runge et Paschen disposaient devant le tube placé dans le champ magnétique un prisme de spath qui dédoublait l'image formée par la lentille de quartz sur la fente du spectroscope et séparait les composantes polarisées dans un plan vertical des composantes polarisées perpendiculairement [2].

Le but principal des recherches de Runge et Paschen étant de relier la séparation magnétique aux séries, on ne peut faire aucune objection à ce dispositif. Mais ce n'est plus le cas si l'on se propose d'examiner l'intensité relative des différentes composantes, car, dans certaines circonstances, elles peuvent être altérées. Si les vibrations verticales et horizontales sont réfléchies différemment par le réseau, la rotation de la direction de vibration dans le faisceau qui a traversé la lentille de quartz sera d'ailleurs apparente dans l'intensité observée. Les effets polarisants des réseaux sont bien connus et généralement la direction des vibrations par rapport aux traits a de l'importance.

1. [illegible] 26 octobre 1907. [illegible] Sciences d'Amsterdam.

2. [illegible] 1902.

[illegible] pas [illegible] puisse [illegible] les [illegible] que j'ai observés [illegible] quelques [illegible] avec un grand réseau [illegible] Rowland. J'ai [illegible] quelques observations avec les raies jaunes du mercure en observant dans le spectre du premier ordre. Les rayons incidents fai[illegible] avec la normale au réseau et les observations ont été faites où les clichés ont été pris suivant la normale. Un tube à vide contenant un peu de mercure[1] était placé dans le champ magnétique et on en projetait l'image sur la fente du spectroscope à l'aide d'une lentille de verre. On examinait la lumière émise à angle droit des lignes de force.

La figure 1 est la reproduction du triplet donné par la raie 5769,4. La distribution des intensités est en contradiction absolue avec l'équation (1).

Les observations faites avec un prisme de spath et la flamme du sodium, la lumière tombant sur le

Fig. 1.

réseau suivant le même angle que précédemment, la direction d'observation étant normale au réseau, montrent que la lumière réfléchie par le réseau était fortement polarisée. Les vibrations verticales étaient fortement prépondérantes.

L'influence d'une rotation du plan de polarisation de la lumière jaune du mercure sur la distribution des intensités dans le triplet fut alors examinée, en faisant tourner ce plan de polarisation à l'aide de lames de quartz perpendiculaires à l'axe placées devant la fente. J'avais à ma disposition deux petites lames de 2,15 et 4,17 millimètres d'épaisseur. Suivant Gouy[2], la rotation pour la lumière du mercure de longueur d'onde 5769 dans une lame de quartz de 1 millimètre d'épaisseur est 5,20 et de 22,718 et, par conséquent, la rotation donnée par mes lames était de

$$22,72 \times 2,15 = 48,90 \text{ et } 22,72 \times 4,17 = 94,7$$

Le dérangement dans la distribution de la lumière est très apparent. Dans la figure 5, les composantes [illegible] sont différemment [illegible]. La reproduc-

[1] [illegible] 4, 1900.
[2] [illegible] 64, 1899.

tion correspond au cas où la lame placée devant la fente fait tourner le plan de polarisation de 94°,7.

La figure 2 correspond au cas où les vibrations incidentes sont inclinées d'environ 45° sur la fente.

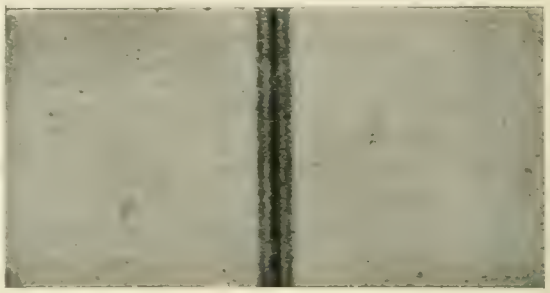


Fig. 2.

On peut remarquer que, dans ce cas, on observe la distribution réelle des intensités entre les composantes telle qu'elle existe dans la lumière émise.

Les vibrations verticales et horizontales sont maintenant présentes également dans chacune des composantes et, les directions de vibration étant les mêmes pour les trois composantes, la polarisation par le réseau est éliminée.

La distribution de la lumière dans la figure 2 n'est certainement pas en contradiction avec l'équation 1 et l'observation à l'œil semble la confirmer numériquement. D'ailleurs une reproduction photographique est insuffisante pour la comparaison des intensités et une confirmation quantitative doit être réservée pour une prochaine note. Pour estimer le rapport réel des intensités, il faut avoir soin que, pour la région du spectre étudiée, les vibrations de la lumière incidentes soient inclinées à 45° sur la fente.

Si, dans le cas d'une séparation plus compliquée, quelques composantes sont faibles, il sera quelquefois possible de renforcer ces composantes en plaçant une

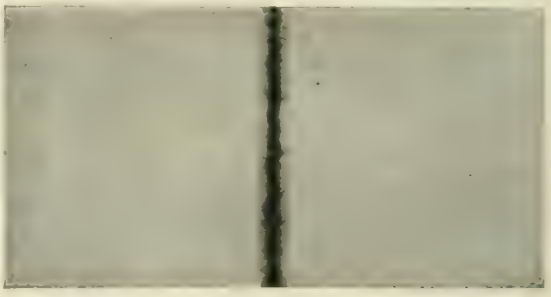


Fig. 3.

lame de quartz d'épaisseur convenable devant la fente. D'ailleurs cet artifice s'applique avec d'autres spectroscopes, par exemple dans le cas du spectroscope à échelons de Michelson, si la lumière incidente a été d'abord analysée avec un spectroscope auxiliaire. La réflexion et la réfraction dans les prismes de

verre affaiblissent d'ailleurs à des degrés différents les vibrations verticales et horizontales.

Des cas où la relation 1 est en défaut s'observent dans quelques spectres comprenant de nombreuses raies (par exemple le fer). Parmi les triplets adjacents, on peut en trouver quelques-uns dans lesquels la distribution de l'intensité ressemble pour l'un à celle de la figure 1 et pour l'autre à celle de la figure 2. Sans une analyse plus approfondie, on peut conclure que, pour l'un ou pour l'autre, la relation 1 est en défaut.

Extrait par M. [illegible] [illegible]

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS EXTRAITS ANALYSES INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Radioactivité de la cotunnite vésuvienne. — P. Rossi (*Rend. Reale Acc. Lincei*, **16**, 650, 1907 A). — La cotunnite du Vésuve est le seul minéral volcanique dont l'activité soit notable (moitié de l'uranium). Cette activité est due exclusivement à la présence des produits de désintégration lente du radium (radium D, E, F), à l'exclusion du radium lui-même (pas d'émanation). Les courbes d'activation et de désactivation obtenues par l'auteur s'expliquent bien dans l'hypothèse de Meyer et v. Schweidler (savoir l'existence de deux radiums E, le radium E_1 et le radium E_2, de périodes 6,5 et 4,8 jours). La présence du polonium a été démontrée directement par les méthodes usuelles. L'activité singulière de la cotunnite (minerai de plomb) doit être rapprochée, d'après l'auteur, de l'analogie chimique du radium D et du plomb.

Léon Bloch.

Minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie. — E.-P. Wherry (*Journ. Franklin Inst.*, **165**, 59, 1908). — Tableau contenant 95 types de minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie, classés par espèces. Pour chaque échantillon, l'auteur a indiqué les principaux constituants radioactifs, l'origine, la date et l'auteur de la découverte.

Sur la quantité d'émanation de radium dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre. — A. S. Eve (*Phil. Mag.*, **14**, 724-735, 1907). — L'auteur recueille l'émanation en faisant passer un courant d'air sur du charbon de noix de coco qui absorbe l'émanation. Plusieurs dispositifs de tubes ont été employés. La difficulté provient de ce que l'émanation n'est absorbée complètement que si le courant de gaz est très lent, et l'émanation absorbée se détruit au fur et à mesure. L'auteur emploie un courant d'air assez rapide et compare au résultat obtenu avec un courant d'air de même vitesse ayant passé dans une solution de bromure de radium. L'émanation absorbée, recueillie en chauffant les tubes contenant le charbon, est envoyée dans un électroscope.

La quantité d'émanation contenue dans 1 mètre cube d'air est, en moyenne, égale à la quantité produite par 80×10^{-12} grammes de bromure de radium pur (24 à 127×10^{-12}).

M. Moulin.

Sur la radioactivité du plomb et des autres métaux. — J. C. Mc. Lennan (*Phil. Mag.*, **14**, 760-779, 1907). — La grande conductibilité de l'air contenu dans les récipients de plomb conduit à penser que ce métal possède une radiation intrinsèque plus intense que les autres métaux ou que les échantillons étudiés contenaient quelque impureté radioactive.

Elster et Geitel ont extrait du plomb (*Phys. Zeit.*, nov. 1906) une petite quantité d'une substance active qui pourrait être du radium F. Si le plomb contenait du radium D dont la période est de quarante ans, le plomb extrait de la mine depuis un temps suffisant devrait être beaucoup moins actif que le plomb d'extraction récente.

Les expériences ont porté sur un certain nombre d'échantillons d'âges différents. Le nombre d'ions produits dans des récipients faits avec ces échantillons (cylindres de 60 centimètres de long et 24 centimètres de diamètre, grattés au papier de verre, lavés à l'acide chlorhydrique, à l'eau, à l'ammoniaque et à l'alcool, puis remplis d'air filtré sur du coton) varie dans de grandes limites (de 160 à 25 par centimètre cube et par seconde) sans qu'il semble y avoir de relation entre ce nombre et l'âge du métal.

L'aluminium et le zinc ont donné 15 ions par centimètre cube et par seconde.

Les différences observées avec différents échantillons de plomb montrent donc que la grande activité de ce métal est due à une impureté. Les rayons sont peu pénétrants et sont arrêtés par un revêtement d'aluminium de 0,75 millimètres d'épaisseur. Le nombre d'ions produit devient alors de 12 à 14. La substance active est répartie dans la masse : on n'enlève rien en frottant la surface au papier de verre. L'activité ne semble pas diminuer avec le temps d'une manière appréciable.

L'ionisation dans un récipient est due en partie à des radiations pénétrantes venant de l'extérieur et en partie aux rayons secondaires qu'elles produisent. Il serait possible, dans le cas où les substances étudiées ne contiendraient aucune impureté radioactive, que les différences observées soient dues à la différence d'intensité des rayons secondaires émis.

En mesurant l'ionisation spontanée dans un cylindre d'aluminium, puis l'ionisation sous l'influence de rayons γ du radium enfermé dans une enveloppe de plomb de 5 centimètres d'épaisseur, on a, par différence, l'ionisation par les rayons γ.

D'autres mesures faites dans ce cylindre placé dans les cylindres de plomb formant écran permettent de déterminer l'absorption de ces derniers pour les rayons γ.

Une autre série de mesures est faite sur :

a) L'ionisation spontanée de l'air dans trois des cylindres de plomb ;

b) L'ionisation dans ces cylindres tapissés d'aluminium ;

[illegible] sous l'influence du [illegible]

[illegible] dans les cy- [illegible]

[illegible] le plomb par le [illegible]

[illegible] dans les cylindres [illegible]

[illegible] du plomb sont [illegible] la différence des [illegible] du plomb et de [illegible]

$$I_{[illegible]} = I_{[illegible]} - d = b.$$

[illegible] produite par les rayons secon- [illegible] 28,6 pour 100 de l'ionisation produite par les rayons secondaires du plomb :

$$I_{[illegible]} = \frac{100}{28,6} I_{[illegible]}.$$

[illegible] l'ionisation produite dans le plomb par les rayons γ, on a

$$I_{[illegible]} = I_{[illegible]} - a.$$

[illegible] équations, on peut tirer $I_{[illegible]}$, $I_{[illegible]}$ et $I_{[illegible]}$ et déduire la relation entre les ionisations produites, dans un [illegible] par les rayons γ et par les rayons secondaires qu'ils produisent.

Pour les trois cylindres étudiés, on trouve :

[illegible]	$\frac{I_{[illegible]}}{I_{[illegible]}}$	$\frac{I_{[illegible]}}{I_{[illegible]}}$
1	1,74	0,49
2	2,51	0,66
3	1,95	0,56
[illegible]	2,00	0,57

[illegible] un rapport, entre les ionisations [illegible] secondaire et primaire, égal à 2 [illegible] 0,57 dans l'aluminium.

[illegible] que le cylindre 1, dans lequel la produc- [illegible] de 25 ions par cm³ et par seconde, ne contient aucune impureté radioactive, il est facile de calculer le nombre d'ions qu'y produit le rayonnement secondaire seul, d'où, connaissant son pouvoir absorbant mesuré précédemment, le nombre d'ions produits à l'air libre par le [illegible] (9 ions par cm³ et par seconde). Connaissant le pouvoir absorbant des autres cylindres, il est alors facile d'en déduire le rayonnement primaire à l'intérieur et, par suite, le nombre d'ions total produits par les rayons primaires et secondaires. Par différence entre la production observée et la production ainsi calculée, on a la production due à l'impureté radioactive seule. Les résultats sont résumés dans le tableau précédent.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1 [illegible]	[illegible]	[illegible]	
2 [illegible]	100	[illegible]	[illegible]
3 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
5 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
6 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
7 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
8 [illegible]	[illegible]	[illegible]	
9 [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

L'auteur a ensuite examiné l'augmentation de conductibilité de l'air qui se produit en récipient clos avec le temps. Pour le cylindre 1, la conductibilité, 7,7 div. par minute au début, augmente et atteint une limite correspondant à 11 div. par minute au bout de 8 à 10 jours. En renouvelant l'air du cylindre, la conductibilité retombe à 8 div. par minute.

Avec le cylindre 2, le temps nécessaire pour que la limite soit atteinte est beaucoup plus grand. De plus, en renouvelant l'air, on ne retrouve pas la valeur initiale (17 juin et 27 juin, courbe fig. 1).

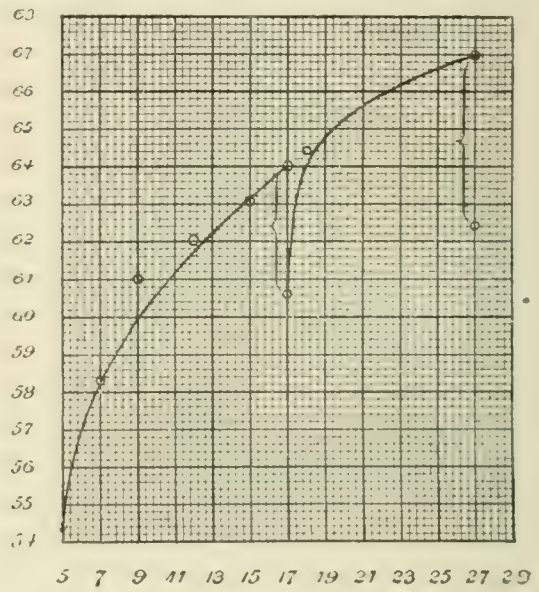


Fig. 1. — En ordonnées les conductibilités. En abscisses les temps en jours.

Pour retrouver cette valeur, il faut nettoyer la surface intérieure du récipient.

L'augmentation de conductibilité est due à deux causes : à une substance qui se diffuse dans l'air et à une modification de la surface du métal. L'auteur poursuit ses expériences sur ce sujet ; il est encore difficile de savoir si cette augmentation est due à une substance introduite avec l'air ou à une émanation provenant du métal. — M. Moulin.

Anomalies dans la radioactivité de quelques sels d'uranium. — H. Schlundt et B. Moore (*Phys. Zeitsch.*, 8, 81, 1908, A). — On connaît la remarquable méthode de séparation de l'uranium et de l'uranium X indiquée par les auteurs en 1906. En la comparant à l'ancienne méthode de Crookes (précipitation par le carbonate d'ammoniaque), ils ont constaté que cette dernière, tout en étant inférieure à la méthode par l'acétone, peut donner d'assez bons résultats si l'on emploie le carbonate d'ammoniaque à un degré de concentration convenable (1/2 normal). Pour les liqueurs plus concentrées, la séparation n'a plus lieu.

Au cours de ces recherches, MM. Schlundt et Moore, en traitant une solution saturée de nitrate d'uranyle par le carbonate d'ammoniaque 4 fois normal sont arrivés à préparer des cristaux du sel double $LO_2CO_3 \cdot 2 \cdot NH_4^2CO_3$, carbonate double d'uranyle et d'ammoniaque. Ces cristaux pré-

sentaient une propriété remarquable : abandonnés à eux-mêmes ou chauffés modérément, ils augmentent d'activité avec le temps jusqu'à une valeur stationnaire.

On pourrait être tenté d'expliquer ces anomalies par la séparation d'un corps radioactif nouveau. MM. Schlundt et Moore montrent qu'il n'en est rien ; le phénomène est dû à une perte de poids de la substance, par suite d'une dissociation spontanée ou accélérée par la chaleur. D'après eux, les résultats quantitatifs s'expliquent bien en s'appuyant sur les lois de Bragg concernant le pouvoir d'arrêt atomique (absorption atomique), supposé inversement proportionnel à la racine carrée du poids atomique. Les effets tiendraient au changement d'absorption du rayonnement dans la couche active elle-même.

Les auteurs signalent pourtant des points anguleux dans la courbe de variation de l'activité en fonction du poids. Ces points correspondent à la disparition de l'eau de cristallisation. Nous pensons que ce résultat suggère l'idée de rattacher une partie des effets observés aux propriétés hygroscopiques de certains sels d'uranium. Léon Pigou.

Sur quelques modifications qui produisent le dédoublement de la courbe de désactivation de la radioactivité induite. — MM. Ed. Sarasin et Th. Tommasina (*C. R. Acad. des Sciences*, **145**, 420, 1907, A).

Au cours de leurs recherches sur la radioactivité induite, les auteurs ont observé ce fait inattendu que chaque corps, activé sous l'influence d'une charge électrique, possède deux courbes de désactivation correspondant respectivement à des actions sur l'électromètre, quand il est chargé soit positivement, soit négativement. L'action sur les charges positives est toujours la plus élevée pour les corps métalliques nus ; le contraire a lieu pour les corps conducteurs recouverts d'un enduit isolant.

Ces expériences, reprises sur des corps activés en vases clos par l'émanation du radium, et sans tension électrique, montrent que, dans ce dernier cas, il y a encore dédoublement de la courbe si l'on interpose un écran en toile métallique, mais que les fils métalliques recouverts d'une gaine isolante ne produisent plus l'effet en sens contraire comme précédemment.

Les auteurs attribuent cet effet à « une action spéciale de la charge négative qui ferait pénétrer les électrons dans la couche diélectrique, d'où ils se dégageraient ensuite lentement, pendant que les particules α restées à la surface agissent d'emblée avec leur activité maxima ».

Différents diagrammes joints à cette note montrent l'allure du phénomène. Les résultats acquis sont en résumé les suivants :

1° Un corps quelconque, activé sans charge négative, ne donne qu'une courbe de désactivation ;

2° Un conducteur nu, radioactivé avec charge, donne également une seule courbe ;

3° Un conducteur enduit d'un isolant, activé sous charge négative, donne au commencement deux courbes, dont la positive, d'abord très basse, monte rapidement rejoindre la négative pour la suivre ensuite dans sa chute ;

4° L'interposition d'une toile métallique sur le passage du rayonnement produit le dédoublement, la courbe positive étant au-dessus, dans le cas d'un conducteur nu activé avec ou sans charge, ou encore dans le cas d'un conducteur avec isolant activé sans charge. Pour un conducteur couvert d'isolant activé sous charge négative, la courbe des décharges positives est au contraire dessous. L. Matout.

De l'effet des écrans en toile métallique sur le rayonnement secondaire de l'activité induite. — MM. Ed. Sarasin et Th. Tommasina (*C. R. Académie des Sciences*, **145**, 482, 1907, A). Cette note, par laquelle but de définir d'une manière plus complète les phénomènes indiqués dans les dernières conclusions d'une note précédente (*C. R.* **145**-420-1907), se résume dans un exposé général des graphiques représentatifs de ces phénomènes, suivant les cas déjà énumérés, lorsqu'on fait emploi de grilles ou toiles métalliques sur le passage du rayonnement des corps activés. L. Matout.

La production et l'origine du radium. — E. Rutherford (*Phil. Mag.*, **14**, 755-749, 1907). Les expériences de Soddy et de Boltwood ont montré que, s'il se produit du radium dans les solutions d'uranium, cette production est certainement inférieure à la millième partie de celle que l'on pourrait prévoir théoriquement. On peut donc s'attendre à ce qu'il y ait entre l'uranium et le radium un ou plusieurs produits à transformation lente.

D'un autre côté, Boltwood a montré que l'actinium extrait de la carnotite produit du radium, le parent du radium étant l'actinium ou une autre substance présente dans les préparations d'actinium.

L'auteur a étudié une préparation d'actinium de Giesel. La quantité de radium présente était mesurée par l'émanation extraite par ébullition. La fuite permanente de l'électroscope employé correspondait à $1,2 \cdot 10^{-11}$ grammes de radium. Cette fuite augmente graduellement pendant plusieurs jours, ce qui est probablement dû à une petite trace de radium, mais elle revient toujours à la même valeur quand on vide l'électroscope et le remplit deux heures avant de commencer les observations. La fuite n'a pas varié de plus de 10 pour 100 pendant plusieurs mois. On commence les lectures trois heures après l'introduction de l'émanation.

En ajoutant à une préparation d'actinium du sulfhydrate d'ammoniaque, on précipite l'actinium et laisse le radium en solution. On redissout dans HCl et, après plusieurs précipitations, le précipité est exempt de radium. La solution de ce précipité produit du radium ; les résultats sont donnés par la courbe « Actinium I » figure 1, dont les ordonnées

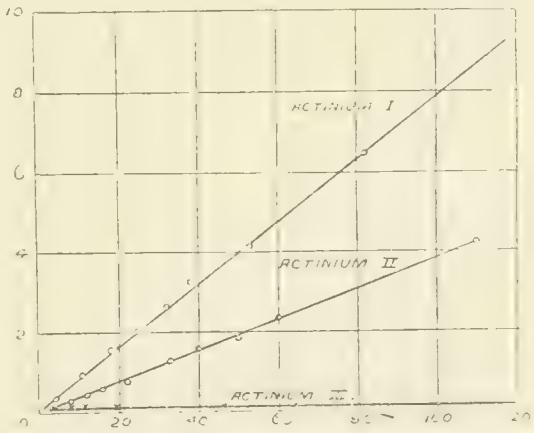


Fig. 1.

Ordonnées : Quantités de radium.
Abscisses : Heures après [illegible]

représentent des divisions par minute, 11,5 divisions par minute correspondant à 10^{-9} grammes de radium.

L'activité du précipité (rayons α) (mesurée sur une petite portion de solution évaporée à sec sur une lame de verre) augmente d'abord pendant 20 jours, passe par un maximum puis diminue. On obtient une courbe (fig. 2, actinium I) analogue à celle que donne Hahn pour une préparation dans

[illegible] et pro-
[illegible] que tous les
[illegible]
[illegible] est précipitée par
[illegible] radium n'est pas

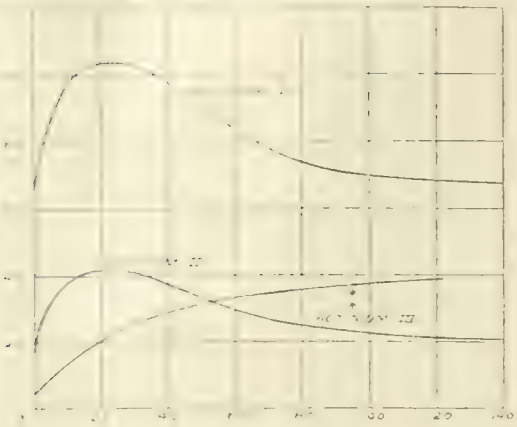


Fig. 2.

[illegible]

modifiée ; elle est restée la même pendant 505 jours. Alors que le radium est soluble dans l'ammoniaque, la substance qui le produit ne l'est pas.

Pour voir si le radium est produit par l'actinium B, l'auteur recherche : 1° si l'activité induite de l'actinium [illegible] une production de radium, ce qui conduit à un résultat négatif ; 2° si la loi de production du radium est modifiée par l'extraction de l'actinium X ou du radioactinium.

La partie de la préparation d'actinium dissoute dans l'acide chlorhydrique est précipitée deux fois par le sulfhydrate d'ammoniaque puis par l'ammoniaque pour enlever complètement le radium. Les résultats sont donnés figures 1 et 2 (actinium II). La production est constante, ce qui montre que le radium ne provient pas de l'actinium B ; la première pesée aurait été plus faible que la quantité observée pendant un intervalle de 20 jours.

Tout l'actinium n'est pas précipité par le sulfhydrate d'ammoniaque. Ce qui reste en solution donne, par l'ammoniaque, un léger précipité qui contient plus des trois quarts de l'actinium primitif. Son activité (rayons α) est donnée figure 2 (actinium III). La courbe actinium III figure 1 montre qu'il ne se produit pas de radium en quantité appréciable. A égale quantité d'actinium, la production de radium dans la solution III est certainement plus petite que 1/200 de celle observée dans la solution II.

En 220 jours, la production de radium n'était que le 1/500 de celle que l'on aurait pu attendre.

Ces expériences s'interprètent bien dans l'hypothèse de l'existence, dans les préparations d'actinium, d'une nouvelle substance à transformation lente et qui est directement transformée en radium. Cette substance est entièrement précipitée par le sulfhydrate d'ammoniaque, alors que l'actinium n'est précipité qu'en partie.

[illegible] pour [illegible] un temps [illegible] pour que les [illegible] cette substance [illegible] un produit de transformation [illegible] dans ce cas. [illegible] pour [illegible] les propriétés de cette nouvelle substance et de la classer [illegible]

M. Moulin.

Le gradient de température à l'intérieur des métaux. — Schuyler B. Serviss (*Amer. Journ. Science*, 24-651 466 1907). — L'auteur a apporté un certain nombre de modifications au dispositif de Thwing[1]. Des soudures thermoélectriques (cuivre-constantan) sont disposées entre les bases dressées de deux cylindres coaxiaux et superposés, de manière à mesurer la différence de température entre une région voisine de l'axe et une région située près de la périphérie. Les soudures ont été toutes placées à l'intérieur des cylindres pour qu'elles soient exposées toutes de la même manière, dans le but d'obtenir un résultat plus certain. Dans les mesures finales, tout le circuit extérieur était en cuivre pour éviter les perturbations thermoélectriques. Le galvanomètre était à aimant mobile.

L'ensemble était suspendu dans un bain d'air entouré de glace placée dans un réservoir à fond conique. Il faut au moins 24 heures pour arriver à un état stationnaire de température et il est assez difficile de maintenir cette température constante. Par suite de ses variations, le gradient de température du centre à la périphérie peut s'inverser. Dans la dernière série d'expériences, la température a pu être maintenue constante pendant trois à quatre heures et l'élévation de température au centre de cylindres de plomb et de fer de 12 centimètres de diamètre et de 5 à 9 centimètres de hauteur n'était pas supérieure à 10^{-7} degré.

En calculant la loi de variation de la température à l'intérieur d'une sphère de fer qui dégage une certaine quantité de chaleur par unité de masse et par unité de temps, on trouve, en admettant que la radioactivité du fer est de même ordre que celle des autres substances ordinaires, que la différence de température à l'intérieur du métal doit être très faible, la chute de température avant lieu presque en totalité à la surface. On aurait ainsi $5{,}55\ 10^{-6}$ degré au centre et $5{,}55\ 10^{-5}$ degré à la périphérie.

M. Thwing mesurait non pas le gradient de température à l'intérieur du métal mais la différence de température entre le métal et l'air extérieur. Ses nombres conduisent à une radioactivité beaucoup trop forte si on les considère comme correspondant au gradient de température dans le métal.

M. Moulin.

Électronique

Sur les phénomènes connexes de l'effet Zeemann inverse longitudinal. — **Ludwig Geiger** (*Ann. der Phys.*, IV 23 758 1907). — Travail fait au laboratoire de W. Voigt à Göttingen. — Sur le conseil de Voigt, Geiger étudie la polarisation rotatoire magnétique

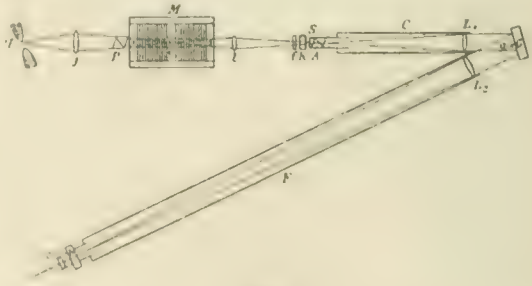


Fig. 1

dans le voisinage des bandes d'absorption des flammes colorées. Cette étude a déjà été faite qualitativement pour la vapeur de sodium par Macaluso et Corbino[2] et quantita-

[1] *L. Radium* 4 72 1907.

[2] Macaluso et Corbino *C. R.* 127 191 548 1898.

tivement pour la raie 5896 Angstrom, par Hallo[1]. Geiger étend ses mesures à différentes raies des spectres de Na, K et Li, en particulier, à des raies faisant partie d'une même série. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1. L est un arc électrique, P un nicol polariseur, M l'électro-aimant; en c se trouve la flamme colorée par la méthode de Gouy; f est un filtre qui élimine les rayons violets et ultra-violets pendant les mesures sur les rayons jaunes et rouges. K est un parallélépipède formé de 2 prismes de quartz, l'un droit, l'autre gauche, accolés, et dont l'arête est perpendiculaire à la fente du spectroscope. A est l'analyseur; g un reseau plan de Rowland à 15000 traits dans vingt-sept millimètres. En b on peut mettre une plaque photographique. Si K est enlevé et si les deux nicols sont croisés, le spectre est sillonné de bandes noires correspon-

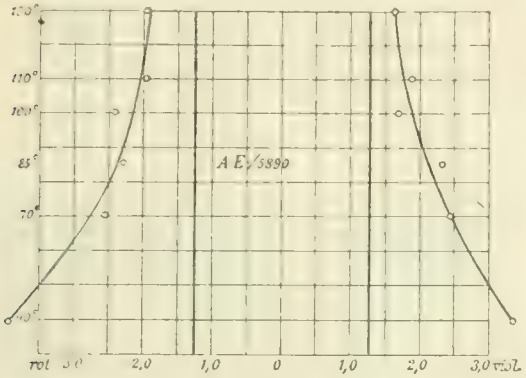


Fig. 2

dant à des rotations de $\alpha = 180°$ dans la flamme. En tournant l'analyseur d'un angle α les bandes sombres correspondent à des rotations de $\alpha + n\ 180°$. Une série de photographies successives donne les longueurs d'onde qui subissent des rotations α_1, α_2 ect.

En introduisant le parallélépipède K, une seule photographie suffit entre nicols croisés, car la rotation produite par les 2 prismes de quartz varie d'un point à un autre d'une ligne verticale.

Les résultats des expériences pour les raies du sodium 5896 et 5890 A. pour un champ magnétique de 10 250 gauss et une densité de vapeur de sodium de 17×10^{-7}, sont représentés sur les figures 2 et 3 : les ordonnées

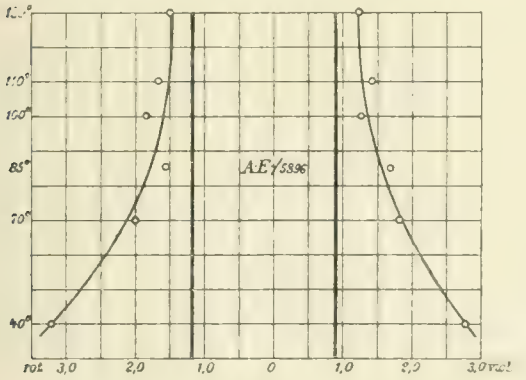


Fig. 3.

représentent les rotations, les abscisses, les différences de fréquence avec le centre, les autres raies étudiées sont 5505 et 5502 du Na (mêmes séries que les deux premières; 7702; 7701,92; 7669; 7668,54; 4047,56; 4044,29 du K, enfin 6708, du lithium; seule cette raie [illegible] effets parfaitement symétriques.

Les expériences montrent :

1° Que la largeur des raies d'absorption ainsi que la rotation du plan de polarisation sont proportionnelles à la densité de la vapeur métallique;

2° Que la théorie de Voigt est valable. On put calculer les constantes des formules théoriques. E. Bayer.

L'effet Doppler des rayons canaux et la théorie de Planck. — J. Stark (*Phys. Zeitsch.*, 8-913-1907

N. — On a déjà analysé ici[1] une note de Stark où il était fait quelques applications simples d'une formule de Planck à la théorie des rayons cathodiques et des rayons de Rontgen. Le présent travail est un développement plus complet sur le même sujet avec des applications nouvelles à la théorie de l'émission spectrale.

Le théorème de Planck qui est à la base de toutes ces spéculations est celui-ci : la répartition de l'énergie dans le spectre du corps noir est telle qu'à chaque fréquence n correspond une énergie $e = h_0 n$, où $h_0 = 6{,}55\ 10^{-27}$ erg-sec. Cette *loi élémentaire du rayonnement* conduit à la formule bien connue

$$I = \frac{c^2 h}{\nu} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

qui est en bon accord avec l'expérience. Mais M. Stark utilise seulement la loi élémentaire, et insistant sur l'interprétation suivante à donner à la formule $e = h_0 n$, savoir : l'énergie rayonnée se compose d'éléments discontinus, d'atomes d'énergie égaux à e; l'énergie rayonnée par les résonnateurs de période n se compose nécessairement d'un nombre entier de fois l'énergie élémentaire $h_0 n$.

1. *Application théorique du minimum d'intensité dans l'effet Doppler du aux rayons canaux.* — M. Stark admet toujours que les raies spectrales sont dues aux rayons canaux (ions atomiques positifs) dont les électrons constituants sont mis en vibration au moment d'un choc avec une particule matérielle. Toutefois, pour que le rayonnement ait lieu, il ne suffit pas d'un choc quelconque, il faut un *choc de résonance* (résonance entre la durée du choc et la durée de vibration propre des électrons dans l'atome positif). Un tel choc, accompagné de rayonnement, n'est naturellement plus un choc élastique.

Puisqu'il y a transformation d'une sorte d'énergie (énergie cinétique des rayons canaux) en rayonnement, le théorème de Planck est applicable. Supposons d'abord qu'il ne soit rayonné qu'une quantité élémentaire d'énergie e, et soit e_k l'énergie cinétique des rayons canaux, αe_k la fraction de celle-ci qui se transforme en rayonnement, on devra avoir

$$e = \alpha e_k = h_0 n = h_0 \frac{c}{\lambda}. \qquad (1)$$

Le nombre α défini de la sorte est le *coefficient de rayonnement*. Il dépend de la longueur d'onde et est caractéristique d'une espèce de rayons canaux. (Nous définirons dans la suite un nombre β tout à fait analogue, c'est le *coefficient de rayonnement* propre à une espèce de rayons canaux lorsqu'il y a choc non avec des particules matérielles, mais avec des électrons libres.)

La formule (1) apprend tout de suite que seuls les rayons canaux possédant une énergie cinétique *supérieure à une vitesse minimum* pourront donner lieu à émission appréciable dans une région spectrale donnée. L'émission commencera brusquement pour les rayons canaux ayant justement la vitesse impliquée [illegible]

1. Hallo *Thèse* Amsterdam 1902

1. Voir *Le Radium* 4, 50, 1907

[illegible] dans le [illegible] Doppler dans le [illegible] retrouve ce minimum d'intensité.

[illegible] Doppler correspon- [illegible]

$$[illegible] \qquad 2$$

[illegible] qu'il n'y ait [illegible] que celle occasionnée [illegible] le *coefficient de rayon-* [illegible]

$$[illegible] \qquad 3$$

La largeur de la bande obscure au milieu des raies élargies est donc d'autant plus grande que α est plus petit. Des valeurs observées pour cette largeur on tire pour α [illegible] de 10^{-2}.

2. *Minimums d'intensité multiples dans l'effet Doppler des rayons canaux.* Si l'énergie cinétique des rayons α est [illegible] pour donner lieu à la dissipation de deux ou de plusieurs éléments d'énergie $h\,n$, on doit observer, au lieu d'un seul minimum, deux ou plusieurs discontinuités (minimums relatifs). La théorie prévoit pour la largeur de ces minimums successifs des nombres croissants comme les racines carrées des nombres entiers (si α est petit). M. Paschen semble avoir trouvé sur l'hydrogène l'indication d'un effet de ce genre.

3. *Le coefficient α pour les termes d'une même série spectrale.* — D'après les observations de Stark et de Paschen, l'élargissement $\Delta\lambda_k$ varie peu ou pas d'un terme à l'autre d'une même série spectrale. Admettant la constance de [illegible] vient

$$\alpha = \frac{h_0}{\frac{m\,n\,a}{2} + h}, \qquad a = [illegible]$$

Les raies d'une même série sont donc associées, non seulement au point de vue des fréquences, mais au point de vue de l'énergie rayonnée. Le coefficient de rayonnement α est une constante spécifique d'une série. Il est relativement [illegible] pour l'hydrogène, l'hélium, les métaux alcalins et le mercure, petit pour l'azote, le carbone et l'oxygène.

4. *Répartition relative de l'intensité dans le spectre des rayons canaux.* — Paschen croit que la vitesse des rayons canaux est sans influence sur cette répartition. Stark trouve au contraire qu'à vitesse croissante le maximum d'énergie se déplace vers le violet. Ce résultat est prévisible d'après la théorie cinétique des gaz, le rapport $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ du nombre des *chocs de résonance* correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$) diminuant quand la vitesse moyenne [illegible] M. Stark [illegible] ces considérations l'explica- [illegible] substances radioactives [illegible] leur vitesse est 100 ou 200 [illegible]

5. *Explication des raies au repos.* — M. Stark désigne [illegible] des bandes [illegible] par l'effet Doppler, raies qui doivent provenir nécessairement de centres au repos. Pour lui ces centres [illegible] les rayons canaux, mais l'émission des raies en [illegible] due au choc de ces rayons canaux par les électrons libres ou rayons cathodiques. Ici encore il intervient un *coefficient de rayonnement* spécifique β. Ce coefficient doit d'après M. Stark être très supérieur au coefficient α, tout en restant inférieur à 0,33 (pour les raies D). Il est, comme le coefficient α, plus grand pour l'hydrogène, l'hélium, le mercure, que pour l'azote, le carbone, l'oxygène.

6. M. Stark termine en faisant remarquer que la théorie du rayonnement par incandescence (théorie cinétique) doit pouvoir s'établir sur des bases analogues à celles qui sont posées ici. Dans la flamme du bec Bunsen, la plus grande part du rayonnement revient au choc des particules positives avec les électrons, non avec les molécules. Peut-être peut-on s'expliquer ainsi l'accroissement d'intensité des raies d'un métal alcalin dans la flamme Bunsen lorsqu'on injecte dans cette flamme un sel d'un autre métal plus dissociable que le premier.

Léon Bloch.

Modification progressive du premier spectre de raies d'émission du mercure. (Note préliminaire.) — **Enrico Castelli** (*Phil. Mag.* 14, 784-785, 1907). Les raies du spectre donné par une lampe à mercure en

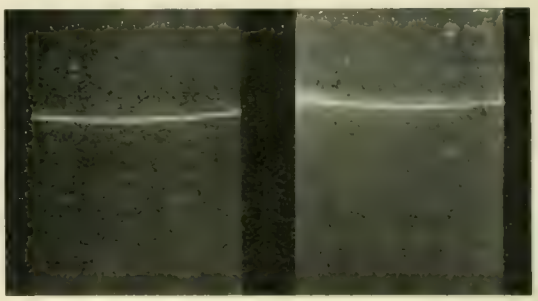


Fig. 1

verre uviol présentent avec le temps une variation de leur action photochimique. Les raies correspondant aux rayons les moins réfrangibles donnent sur les clichés des impressions de plus en plus intenses, le contraire se produit pour les raies les plus réfrangibles.

La figure représente deux clichés pris, le premier avec une lampe à mercure neuve, le second avec la même lampe ayant fonctionné pendant de courtes périodes séparées par de longs intervalles, pendant environ une centaine d'heures (60 volts, 2 à 3 amp.).

Il y aurait modification progressive des ions positifs qui, d'après Stark, émettent la lumière. L'auteur a entrepris des recherches pour essayer de vérifier cette hypothèse.

M. Moulin.

Remarques à propos de la communication de M. Paschen sur l'effet Doppler des rayons canaux. J. Stark (*Ann. der Phys.*, IV, 23, 798-1907). — **Réponse aux remarques de M. Stark. — F. Paschen**[1] (*Ann. der Phys.*, IV, 23, 997, 1907). — Dans ses mesures sur le déplacement du maximum d'intensité des raies, par suite de l'effet Doppler des rayons canaux, Stark avait trouvé que le rapport $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ augmente quand λ diminue. Paschen trouve au contraire $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = Cte$ pour toutes les raies de l'hydrogène. Cette divergence tient aux différences des méthodes de me-

1. [illegible]

1. Cf. Paschen, Sur l'effet Doppler dans le spectre des rayons canaux de l'hydrogène et de l'oxygène (*Le Radium*, 4, 293-294, 1907).

sures : Stark admet que la position du maximum d'intensité dans la raie déviée coïncide avec la *pointe* de la raie sur le cliché. Paschen emploie une méthode photométrique qui semble plus précise et ses réponses aux nombreuses critiques de Stark sont à peu près concluantes.

H. Paschen n'est pas arrivé à trouver d'effet Doppler dans le spectre de séries des rayons canaux de l'oxygène et il en conclut que l'effet Doppler ne se produit que pour l'hydrogène et les métaux.

Stark fait remarquer que Siegl a trouvé depuis [1] l'effet Doppler pour plusieurs triplets du spectre de série de l'oxygène. Paschen critique le travail de Siegl et doute de l'exactitude de ses résultats.

Cependant la conclusion générale qu'il a tirée de ses expériences négatives sur l'oxygène n'est pas valable, car H. Rau a montré depuis d'une façon indiscutable que le spectre de séries de l'helium présente l'effet Doppler [2]. E. Bauer.

Énergétique et chimie des spectres de bandes. J. Stark (*Phys. Zeitsch.* 3-85 1908 Ar. — M. Stark continue le développement de ses hypothèses, en cherchant à les appliquer aux spectres de bandes. Il rappelle que, d'après lui, les spectres de raies sont ceux de l'atome positif, les spectres de bandes sont dus à la recombinaison d'un reste atomique positif et d'un électron. Il y a trois sortes de spectres de bandes, l'électron intervenant dans la recombinaison, pouvant être un électron *non saturé*, *saturé* ou *relâché* (M. Stark désigne ainsi les électrons dont les lignes de force se ferment sur l'atome même, ou subissent l'influence soit attractive, soit répulsive d'un autre atome).

D'après la loi élémentaire de Planck

$$e = h_0 n$$

il existe une limite inférieure pour la longueur d'onde de l'énergie rayonnée. Cette énergie étant supposée empruntée à l'énergie potentielle de l'atome dissocié, M. Stark en déduit que les bandes estompées vers le violet doivent avoir une limite nette vers les courtes longueurs d'onde, et qu'à toute bande de ce genre doit correspondre une bande estompée vers le rouge. D'après les données que nous possédons sur le travail d'ionisation ($3{,}2 \cdot 10^{-11}$ ergs), on doit s'attendre à trouver chez les métalloïdes des bandes estompées vers le violet dans le spectre visible. Les bandes corrélatives estompées vers le rouge peuvent exister chez les métaux, mais, chez les métalloïdes, elles ne peuvent se trouver que dans l'ultra-violet extrême.

Les spectres de bandes de seconde espèce (dus aux électrons *saturés*), ont également pour leurs longueurs d'onde une limite inférieure donnée par la loi de Planck. Un calcul approché pour l'acide carbonique et l'eau donne des résultats en assez bon accord avec la position réelle des bandes dans l'infra-rouge. D'une manière générale ces bandes doivent être d'autant plus loin dans l'infra-rouge que la chaleur de formation est plus faible.

Si un corps a un spectre de bandes pour $\lambda < 0{,}7\,\mu$, le spectre est nécessairement de troisième espèce, c'est-à-dire produit par des électrons *relâchés*. D'après M. Stark, c'est le cas du benzène, et de ses dérivés, y compris les colorants azoïques et quinoniques : ces corps sont caractérisés par leur chaleur de formation faible ou négative, et la présence d'électrons faiblement liés.

M. Stark rattache à ces considérations quelques vues sur la corrélation entre spectres de bandes, absorption, fluorescence et pouvoir photo-électrique. Il cherche aussi à expliquer pourquoi le phénomène de Zeeman ne peut s'observer sur les spectres de bandes, au moment même où le phénomène vient d'être découvert par J. Becquerel et par Dufour sur certains cristaux et différentes vapeurs.

Léon Bloch.

Vues nouvelles sur la structure intime de la matière. — A. Righi. — Discours d'ouverture du Congrès de Parme (25 octobre 1907). — L'auteur expose les vues les plus récentes sur les rayons canaux et la structure des colloïdes [1]. L. B.

Radiations

Représentation géométrique de Gibbs du phénomène de la réflexion de la lumière. — Arthur W. Ewell (*Amer. Journ. of Science*, 24 412-418 1907). — L'auteur présente une représentation géométrique due au professeur Gibbs qui s'applique à la réflexion métallique et à la réflexion totale. Elle permet de représenter d'une manière simple les amplitudes, les phases et les constantes optiques. L'auteur l'applique à la détermination des indices de réfraction, des coefficients d'absorption et des pouvoirs réflecteurs en donnant des applications numériques.

M. Mouton.

Recherches spectroscopiques dans le domaine des longueurs d'onde extrêmement courtes. — Th. Syman. (*Ann. d. Physik.*, 77 777 1907). — Schumann étudia en 1895 l'extrême spectre ultra violet. Il ne put déterminer exactement la longueur d'onde des raies qu'il obtint et crut arriver à peu près jusqu'à $\lambda = 1000$ unités d'Angstrom.

Le perfectionnement essentiel que l'auteur a apporté à la méthode de Schumann consiste en l'emploi d'un réseau concave au lieu des prismes et lentilles en fluorine.

M. Syman a déterminé la valeur des plus courtes longueurs d'ondes que Schumann a atteintes, et est arrivé à étendre le spectre de plus de 200 Angstrom au delà, jusqu'à $\lambda = 1050$ A.

Il a mesuré exactement le spectre de l'hydrogène entre $\lambda = 2000$ A et $\lambda = 1228$ A et fixé la valeur des principales raies jusqu'à $\lambda = 1050$ A.

Il a ajouté au spectre de l'hydrogène publié par Schumann une échelle de longueurs d'onde ; au cours de ce travail il a identifié à peu près toutes les raies de son spectre de réseau avec celles du spectre prismatique.

M. Syman a étudié l'influence d'une décharge oscillante sur le spectre de l'hydrogène, et a trouvé que l'existence d'un deuxième spectre dans le domaine de longueurs d'onde au dessous de $\lambda = 2000$ semble très improbable.

Il est intéressant de remarquer que entre $\lambda = 3000$ A et $\lambda = 1700$ A, l'hydrogène ne semble pas émettre de rayonnement. Le spectre qu'il a exploré est donc séparé du spectre déjà connu par un trou de 1360 A.

M. Syman a fait des recherches préliminaires sur le rayonnement de l'argon, oxygène, azote, oxyde de carbone et anhydride carbonique.

A ce qu'il semble, l'argon possède un spectre très riche en raies dans le domaine de très courtes longueurs d'onde. Des mesures complètes sur ce spectre sont actuellement en train. Pour les autres gaz les résultats concordent avec ceux de Schumann. On n'a pas pu jusqu'à présent trouver de raies de l'oxygène et de l'azote au-dessous de $\lambda = 1800$ A. Le spectre de CO semble identique à celui de CO^2 ; il consiste en un grand nombre de raies intenses qui vont jusqu'aux environs de $\lambda = 1500$ A.

L'étude du rayonnement des métaux dans ce domaine spectral est très difficile. L'auteur a cependant décou-

1. K. Siegl (*Wien. Ber.* 116-129 1907.
2. H. Rau. *Phys. Zeit.* 8-560-401-1907.

1. Voir *le Radium*. 3-352 1905.

[illegible] de l'aluminium. [illegible] 1600 A.

[illegible] des corps solides, et [illegible] que la fluo[illegible] de manière satis[illegible]. [illegible] justement son opacité pour les rayons dont la longueur d'onde est inférieure [illegible] le quartz en [illegible] est transparent jusqu'à [illegible] A.

En dernier lieu l'auteur s'est occupé de l'absorption des [illegible] partie avec ceux de Schu[illegible] gène et l'azote en couches de 1 centimètre environ, sont parfaitement transparents. [illegible] sultats diffèrent de ceux des observateurs antérieurs : il trouve en effet comme eux que l'absorption de l'air vient surtout de l'oxygène qu'il contient, [illegible] absolument opaque pour toutes les longueurs d'onde plus courtes qu'une valeur donnée; ce gaz possède une bande d'absorption dont les limites sont parfaitement déterminées. Pour un parcours dans le gaz de 9 millimètres, et une pression d'une demi-atmosphère [illegible] 1750 A et [illegible] 1275 A. Si l'étude de la transparence de l'oxygène pour des longueurs d'onde plus faibles que 1250 A est arrêtée actuellement par l'opacité des fenêtres de fluorine qui ferment le récipient contenant le gaz, il semble cependant possible que de la lumière des plus petites longueurs d'onde connues puisse traverser des épaisseurs d'air de plus d'un centimètre. L'application de ces résultats à des vibrations de l'éther de fréquence extraordinairement élevée semble avoir une certaine importance.

Dispositif expérimental. — L'appareil se compose de deux parties, le spectroscope et le tube à vide dans lequel il est enfermé. Le spectroscope est constitué par un tube de laiton de 9,1 centimètres de diamètre intérieur et 96 centimètres de long; il est muni à un bout d'un dispositif qui sert à supporter le réseau, à l'autre il porte le châssis à plaques et la fente du châssis est faite de façon qu'on puisse faire 9 photographies sans le sortir de l'appareil. Le tube à vide est un tube de laiton de 11,5 centimètres de diamètre, 110 centimètres de long et 1,8 centimètre d'épaisseur. On introduit le spectroscope à l'intérieur du tube où il est maintenu au centre par des supports d'ébonite. Le réseau concave est en métal à miroirs ordinaire; il a un rayon de courbure de 97 centimètres et contient 15028 traits dans 27 millimètres. La pointe de diamant fut choisie dans l'intention d'avoir autant de lumière que possible dans un seul spectre : c'est au succès de cette entreprise que sont dus les résultats de ce travail; car le réseau possède un premier spectre d'un éclat extraordinaire.

[illegible] Hydrogène sous quelques [illegible] spectre de l'hydrogène [illegible] avec le tube [illegible] autres gaz le tube [illegible] fluorine. [illegible] ce [illegible] spectre [illegible]

[illegible] deux ma[illegible] mieux [illegible]

[illegible]

1 [illegible]

Un nouvel élément : le lutécium résultant du dédoublement de l'ytterbium de Marignac. — M. G. Urbain (*C. R. Académie des Sciences*, **145** 759). — Ayant soumis les nitrates d'ytterbium provenant des terres yttriques à des cristallisations fractionnées dans l'acide nitrique de densité 1,5, l'auteur élimina d'abord le thulium, représenté par des bandes d'absorption qui jusqu'à présent définissent seules ce dernier corps. Les autres fractions, caractérisant l'ytterbium pur, ont été transformées en sulfates et analysées. Dans ces dernières, les poids atomiques variaient de 169,9 à 173.8, ce qui indiquait déjà assez nettement leur complexité.

L'analyse spectrale a complété cette certitude, les spectres d'étincelle ont manifesté des différences beaucoup plus accentuées que les spectres d'arc. M. Urbain donne les longueurs d'onde suivantes comme caractéristiques du spectre d'étincelle du nouvel élément.

2701,8	très forte	5171,5	assez forte
2734,2	—	5185,5	moyenne
2798,5	—	5191,9	—
2847,6	—	5198,2	forte
2895,0	—	5254,5	très forte
2900,4	—	5275,5	assez forte
2911,5	—	5512,4	forte
2951,8	—	5559,8	—
2965,5	—	5576,7	—
2970,0	—	5585,6	assez forte
2989,4	moyenne	5597,2	très forte
5020,7	très forte	5472,6	—
5056,8	—	5506,8	—
5058,0	—	5554,6	—
5077,7	—	5568,0	forte
5080,5	moyenne	5624,1	—
5118,6		5647,9	—

L'auteur propose pour ce nouvel élément le nom de *lutécium* (nomenclature Lu), dérivé de l'ancien nom de Paris. Quant à la première partie du dédoublement de l'ancien ytterbium (fractions de poids atomiques plus faibles), on lui donne la désignation de néo-ytterbium. L. Matout.

Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite. — M. A. de Gramont (*C. R. Académie des Sciences*, **145** 251). — Le but de ce travail est d'établir une technique donnant le rendement maximum d'indications, dans l'analyse spectroscopique ou spectrographique des minéraux. Quelques spectrogrammes joints à la note permettent d'apprécier les services que l'on peut obtenir de cette technique. L. Matout.

Sur le rayonnement purement thermique. — F. Paschen (*Phys. Zeitschr.*, 1907). Réponse aux objections et aux hypothèses de M. Fredenhagen. L. B.

Actions chimiques de la lumière (II). — Sensibilisation photo chimique des réactions gazeuses et théorie de l'action catalytique de la lumière. — Fritz Weigert (*Ann. de Phys.*, **24** 245, 1907). — Nous avons déjà analysé ici[1] un premier travail de M. Weigert sur l'équilibre de dissociation du gaz phosgène ($CO\,Cl_2$). L'auteur a montré que *les deux réactions inverses* $CO + Cl_2 = CO\,Cl_2$ sont accélérées par la lumière, mais que celle-ci ne déplace pas l'équilibre final, quelle que soit la température. Dans cette réaction la lumière agit donc comme un véritable catalyseur, et non comme une source d'énergie.

L'explication proposée jusqu'ici pour ce genre de phénomènes semble inacceptable à M. Weigert. On admet d'après Nernst que la vitesse de réaction, donnée en l'absence de

1 *Ann. de Radium*, 4, 377, 1907.

tout éclairement par une formule du type

$$\frac{dc}{dt} = k_1 c_1 c_2 - k_2 c,$$

continue à être représentée par la même formule lorsque la lumière agit, celle-ci n'ayant d'autre effet que de modifier les constantes k_1 et k_2. M. Weigert montre que cette conception est contredite par les faits expérimentaux.

Il propose une hypothèse toute différente, consistant à admettre la présence dans le mélange des gaz d'un *catalyseur hétérogène*. Dans le chlore soumis à l'action de la lumière, il se formerait des molécules complexes, ce que l'auteur appelle des « noyaux de réaction », analogues aux ions que la lumière ultra-violette produit dans l'air, et ces noyaux joueraient le même rôle catalyseur que les particules de platine colloïdal dans une solution d'eau oxygénée. La réaction se produisant avec une vitesse très grande à la surface des noyaux de réaction, tout se ramènerait à une question de *diffusion* des gaz vers les noyaux, et la vitesse de réaction ne serait qu'une vitesse de diffusion.

M. Weigert n'a pas cherché à préciser l'analogie qui pourrait exister entre les noyaux de réaction et les ions gazeux. Pourtant sur un point il a pu montrer que ces deux espèces de centres ont même propriété, c'est en observant la condensation d'un jet de vapeur en présence du chlore qui a subi l'action de la lumière. La condensation est très énergique, même si l'on a supprimé le rayonnement violet et ultra-violet par des écrans appropriés. Ce résultat, conforme à celui qui a été trouvé par Burgess et Chapman [1], donne un appui expérimental à l'hypothèse des noyaux de réaction.

Un autre argument important en faveur de cette hypothèse est fourni par ce fait que le chlore ayant subi l'action de la lumière *garde un certain temps* la propriété catalytique, comme si cette propriété était liée à la présence de centres qui disparaissent graduellement. Ainsi la réaction du gaz phosgène est accélérée non seulement quand on éclaire le récipient où elle se passe, mais même quand on éclaire le chlore dans son trajet vers le récipient.

De plus, les noyaux de réaction créés par la lumière dans le chlore, peuvent servir de catalyseurs pour des réactions toutes différentes de celle du gaz phosgène, et même pour des réactions où le chlore ne joue aucun rôle chimique. C'est ainsi que les réactions suivantes sont toutes accélérées par la présence de chlore ayant subi l'action de la lumière *visible* :

1. Dissociation de l'oxychlorure de carbone (phosgène).
2. Oxydation de l'hydrogène.
3. Oxydation du gaz sulfureux.
4. Décomposition de l'ozone.
5. Oxydation du gaz chlorhydrique (procédé Deacon).
6. Formation de l'ammoniaque.

Ces deux dernières réactions sont modifiées beaucoup moins fortement que les quatre autres, mais d'une manière encore nettement perceptible.

L'hypothèse des centres de réaction peut servir à expliquer certaines actions catalytiques même quand tous les corps qui prennent part à la réaction ne sont pas gazeux. C'est ainsi que M. Weigert a observé que le brome sensibilisé par la lumière accélère la décomposition de l'eau oxygénée. Les ferrocyanures, éclairés par la lumière visible, acquièrent la même propriété. Il faut rapprocher ces faits de la précipitation des albuminoïdes colloïdaux sous l'action de la lumière ultraviolette et des rayons du radium. Peut-être même le problème si complexe de *l'image latente* en photographie doit-il se résoudre lui aussi par l'intervention de *noyaux de réaction* créés par la lumière dans une couche solide, noyaux susceptibles de [illegible] temps leur propriété catalysatrice. La condensation des vapeurs de mercure sur les anciens diagrammes [illegible] aussi songer à la présence de *noyaux*. Léon Bloch.

[1] *Trans. Chem. Soc.*, 89 1427 1906.

Sur la décoloration des couleurs organiques par la lumière visible. P. Lasareff. (*Ann. d. Phys.* 14 241-1907). — L'auteur a étudié des colorants du genre cyanine en les soumettant au rayonnement de la lampe Nernst pendant un temps connu. Ce rayonnement était dispersé au moyen d'un système de prismes et la répartition de l'énergie dans le spectre déterminée au moyen d'une pile thermoélectrique étalonnée. Un premier résultat est que la décomposition des colorants organiques est proportionnelle à l'énergie totale qu'ils absorbent et indépendante de l'intensité lumineuse. Si l'on étudie comment varie la décomposition en fonction de la longueur d'onde, on trouve qu'à l'intérieur d'une bande d'absorption la décomposition est directement proportionnelle à l'énergie absorbée et indépendante de la longueur d'onde. Les quantités d'énergie absorbées pour la décomposition d'un gramme de colorant sont de l'ordre de 50 000 calories-gramme, ce qui indique qu'une faible fraction seulement de l'énergie absorbée sert au travail de décomposition, la plus grande partie se transforme en chaleur.

Léon Bloch.

Sur la détermination de la vitesse de la lumière d'après Fizeau et les analogies acoustiques. — M. Cantor (*Ann. der Phys.*, 24 459 1907).

Réflexion sélective des sels d'acide carbonique et d'autres acides oxygénés. — L.-B. Morse (*Astrophy. Journ.*, 26-225-1907).

Sur la théorie de la rotation du plan de polarisation par les solutions. — J.-J. Thomson (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14 51 1907).

Sur le spectre des métaux alcalins. — C. Runge (*Phys. Zeit.*, 9 1 1908).

Influence de la température sur les propriétés optiques des corps dissous. — C. Chéneveau (*C.R.* 145 1555-1907).

Oscillateurs magnétiques employés comme radiateurs en télégraphie sans fil. — J. A. Fleming (*Phil. Mag.*, VI 14 677 1907).

Émission du carbone dans quelques flammes dans la région de l'ultra-violet. — A. Amerio (*Atti. di Torino*, 42 571 1907).

Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux. — A. Cotton et H. Mouton (*Soc. Fr. de Phys.*, 15 nov. 1907).

Ionisation

Potentiels explosifs aux hautes pressions. Loi de Paschen. — Cassuto et Occhialini (*Il Nuovo Cimento*, octobre 1907). — Les auteurs ont repris le dispositif de Carr pour la mesure des potentiels explosifs en le modifiant pour l'adapter aux hautes pressions (jusqu'à 100 atmosphères). Leur conclusion est que, à l'ordre de précision atteint par eux, la loi de Paschen est parfaitement vérifiée dans l'intervalle de la pression atmosphérique à la pression de cent atmosphères. Léon Bloch.

Abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons cathodiques. — **J. Herweg** (*Ann. d. [illegible]*, 24, 5[illegible]). [illegible] les [illegible] pour cela dépasser une certaine limite. Cette limite est atteinte quand [illegible] d'un gaz à [illegible] abaissements de 1/2 [illegible] carbonique, de 1/2,5 [illegible]. Pour les petites distances explosives, l'abaissement est indépendant de la dis[illegible]. Léon Bloch.

L'étincelle entre électrodes incandescentes. — **A. Occhialini** (*Rend. Acc. Lincei*, 16 août 1907). — En [illegible] en pointes comme [illegible] deux sphères de laiton positives et en rendant l'un d'eux, A, incandescent, on peut régler l'autre, B, de façon que la décharge passe non en A, mais en B. Si alors on inverse les pôles; on constate que la décharge passe non en B, mais en A. L'auteur conclut de là qu'un fil de platine incandescent émet plus d'ions négatifs que d'ions positifs.

Si une pointe de platine est pointue, l'effet de l'incan[illegible] de faciliter la décharge jusqu'à une certaine température, puis de la rendre plus difficile. Ceci est con[illegible] par l'auteur, savoir que les ions positifs sont empruntés aux molécules gazeuses occluses dans le métal, molécules dont le nombre finit par [illegible] la température s'élève. Léon Bloch.

La quantité d'électricité à laquelle donne passage l'étincelle d'induction à basse pression. — **S. Maresca** (*Rend. Acc. Lincei*, 16 juillet 1907). — En mettant en série sur le secondaire d'une bobine de Ruhmkorff un tube à électrodes où l'on peut faire un vide connu et un galvanomètre shunté, il est possible de mesurer la quantité d'électricité qui traverse l'étincelle secondaire en fonction de la pression du gaz où cette étincelle éclate. M. Maresca trouve que cette quantité d'électricité commence par croître quand la pression baisse, atteint son maximum pour une pression convenable Pm, puis diminue jusqu'au [illegible] pour que l'étincelle ne passe plus. Il y a parallélisme entre les variations de la quantité d'électricité et celles de la gaine cathodique, le maximum du courant étant atteint lorsque la cathode tout entière est recouverte par la gaine. Le produit $Pm.\,d$ de la distance des électrodes par la pression où passe la quantité d'électricité maximum est à peu près constant, ce qui indique que les conditions les plus favorables au courant sont aussi celles qui sont le plus favorables au potentiel [illegible]. Mais la quantité d'électricité correspondant au maximum n'est pas constante, elle diminue [illegible]. Léon Bloch.

Influence du métal des électrodes sur le potentiel disruptif avec étincelle d'induction. — **F. Muller** (*J. de la Soc. Physico-Chimique Russe*, 39, 9[illegible]). — [illegible] une machine statique est indépendant de la nature du métal des électrodes. Il n'en est plus de même pour l'étincelle d'induction, qui donne toujours des potentiels explo[illegible].

M. Muller a construit les courbes des potentiels explosifs en fonction de la longueur d'étincelle pour Sb, Sn, Al, Bi, Pb, Fe, Zn, Cd, Ag, laiton et Pt. Toutes les courbes se ressemblent beaucoup, celle de l'antimoine se rapproche le plus et celle du platine s'écarte le plus de la courbe normale. Elles coïncident toutes avec celles-ci dans leur partie initiale, et s'en écartent à partir d'un voltage d'autant plus grand qu'on a affaire à un métal moins noble. En présence de lumière ultraviolette, les potentiels d'induction redonnent la même courbe que les potentiels statiques. L'influence propre du métal est plus grande pour la cathode que pour l'anode. Léon Bloch.

La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointes de différentes dimensions. — **John Zeleny** (*Phys. Rev.*, 25, 305-333-1907). L'auteur a d'abord recherché dans quelles conditions on pouvait obtenir des décharges régulières. On obtient des résultats que l'on peut retrouver avec de nouvelles pointes en prenant des fils suffisamment longs et dont l'extrémité est arrondie ou plane. Ces résultats ne dépendent que du diamètre du fil.

La décharge est influencée par l'humidité. L'appareil employé, représenté figure 1, permet d'opérer dans l'air sec. La différence de potentiel est mesurée à l'aide d'un voltmètre électrostatique E et le courant à l'aide du galvanomètre G. Le téléphone T sert à déceler les variations du courant. Z est un tube contenant 1 gramme de substance active à 1 pour 100 de bromure de radium qui régularise la décharge pour les faibles courants et permet d'obtenir pour le potentiel auquel la décharge commence des valeurs identiques à celles du potentiel pour lequel elle s'arrête.

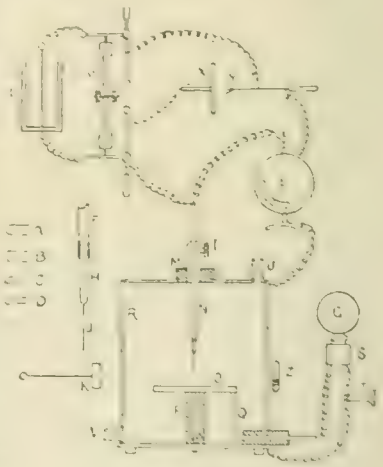


Fig. 1.

Les courbes données permettent de trouver le courant dans l'air, dans les conditions normales, pour des pointes de diamètre inférieur à 2 millimètres, en fonction du potentiel. Ces courbes permettent de déterminer avec une bonne précision des différences de potentiel en mesurant le courant débité par une pointe de diamètre connu. La différence de potentiel nécessaire pour maintenir un courant donné augmente quand la température diminue ou quand la pression augmente.

Le potentiel minimum nécessaire pour amorcer la décharge est lié au diamètre d des pointes par une relation de la forme

$$M = A\sqrt{d} + B.$$

La formule de Warburg qui lie le courant C à la différence de potentiel

$$C = a\sqrt{V}\,(V - M)$$

s'applique bien pour la décharge positive. a est une constante qui dépend des dimensions de l'appareil et surtout de la pointe. Elle est de la forme $a(1 + bd)$.

M. Moulin.

Détermination de la résistance de l'étincelle par l'emploi d'une résistance équivalente. MM. **Lebedinski** et **Makarewski** (*J. de la Soc. Phys.-Chim. Russe*, **39** 280 A). — Les auteurs emploient la méthode de Slaby et Simons légèrement modifiée. Ils montrent l'imperfection théorique de cette méthode, la substitution à l'étincelle d'une résistance dite *équivalente* entraînant toujours une variation dans l'énergie totale du circuit (mesurée par l'ampèremètre thermique). Ils étudient l'influence du radium, de la lumière ultraviolette et de la nature des électrodes sur la résistance équivalente à l'étincelle. Léon Bloch.

Stratifications dans l'étincelle électrique. **L. Magri** (*Rend. Reale Acc. Lincei*, **16**-680-1907-A). Étude de l'étincelle d'induction sous forte pression (jusqu'à 10 atmosphères) entre électrodes de cadmium ou de fer.

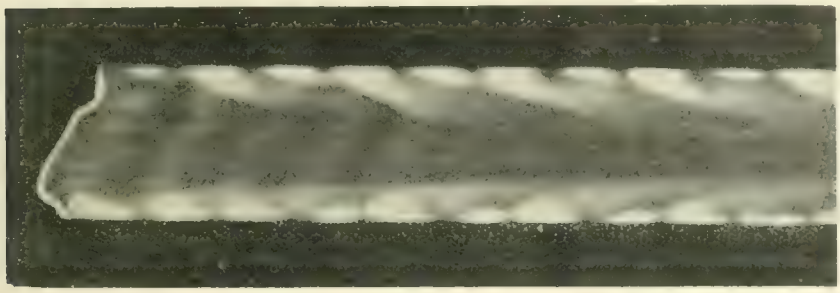


Fig. 1.

L'étincelle est plus brillante qu'à la pression atmosphérique, mais son aspect général change peu. Il y a encore une étincelle pilote, dont le trajet est suivi par les autres, ces dernières pouvant dans certaines conditions présenter des stratifications, très nettes dans la première étincelle, mais s'effaçant rapidement quand on passe à la 5 ou à la 4. La figure ci-jointe représente très imparfaitement une étincelle stratifiée obtenue avec une forte self-induction. Léon Bloch.

Différence de potentiel entre électrodes métalliques dans l'arc à courant continu. — **A. Grau** et **F. Russ** (*Phys. Zeitschr.*, **3**-1908-106 A). Un récent travail de Guye et Zébrikoff a montré que les formules de Mme Ayrton relatives à l'arc continu entre charbons s'appliquent bien à l'arc entre électrodes métalliques. MM. Grau et Russ rappellent à cette occasion qu'ils sont arrivés de leur côté au même résultat dans l'étude de l'arc en vase clos entre électrodes de cuivre refroidies. Il ressort de leurs mesures qu'on ne peut entre électrodes de cuivre refroidies maintenir un arc de 4 ampères si la distance atteint 5 cent. Léon Bloch.

Décharges superficielles. — **Max Toepler** (Dresde) (*Phys. Zeitsch.*, 24 oct. 1907). Congrès de Dresde. L'auteur étudie la formation et le développement des aigrettes à la surface des isolants, en fonction du voltage et de la capacité totale. Il énonce un certain nombre de lois qui semblent pouvoir trouver une application dans l'électrotechnique. Léon Bloch.

Décharges superficielles (Note complémentaire). — **Max Toepler** (*Phys. Zeitsch.*, N° 8-919-1907). — Additions au mémoire précédent sur les décharges à la surface des diélectriques et des liquides. L. B.

Effets photo-électriques. — **E. Ladenburg** (Berlin) (*Phys. Zeitsch.*, 24 oct. 1907). Congrès de Dresde. Communication identique à celle qui a déjà été analysée ici[1]. Dans la discussion qui a suivi, M. Bose a indiqué un moyen simple de construire de très grandes résistances sensiblement invariables. Léon Bloch.

Expériences sur l'allure de l'effet photo-électrique chez les métaux pendant le passage de l'état solide à l'état liquide. — **H. Dember** (*Ann. der Phys.*, IV, **23**-957-1907). Ces expériences confirment les résultats trouvés depuis un an sur la variation de l'effet photo-électrique avec la température (Ladenburg[1], Lienhop, Varley et Unwin[2], Millikan et Winchester[3]). L'effet photo-électrique dans le vide est sensiblement indépendant de la température (entre 20° et 140°) et de l'état d'agrégation pour le sodium et le potassium. Les mesures se firent par comparaison avec une cellule type d'Elster et Geitel maintenue à température constante et sur laquelle on faisait tomber une fraction déterminée du rayonnement d'une lampe Nernst. E. Bauer.

Sur la fatigue photo électrique des plaques métalliques. — **Mme Marie Sadzewicz** (*Acad. des Sciences de Cracovie*, 5-497-1907-*Reproduction*). Au mois de mai 1906 j'ai terminé mes recherches expérimentales sur la fatigue photo-électrique des plaques métalliques, phénomène accompagnant celui de Hallwachs (*Wied. Ann.* **33**) et consistant dans le décroissement du courant photo-électrique avec le temps d'illumination de la cathode par des rayons ultra-violets.

Je me suis servie de la méthode galvanométrique.

Voici les résultats que j'ai obtenus.

La fatigue photo-électrique augmente avec le temps, mais n'est pas proportionnelle au temps : le décroissement du courant photo-électrique est plus rapide d'abord, ensuite le courant ne décroît que peu. Le degré de la fatigue ne dépendant pas de l'intensité primitive du courant photo-électrique, de l'état électrique de la plaque pendant l'illumination, ni de sa sensibilité photo-électrique, — le phénomène de fatigue ne fait pas partie des phénomènes électriques proprement dits (il est plutôt un phénomène lumineux) et n'est pas en liaison étroite avec le phénomène de Hallwachs.

La fatigue ne consiste pas uniquement dans le changement des qualités physiques de la surface métallique sous l'action de la lumière (corrosion); l'absorption de l'ozone sur la surface du métal n'est pas, non plus, la cause principale de la fatigue, car ce phénomène a lieu à un degré considérable dans tous les gaz (oxygène, hydrogène, azote, acide carbonique) que j'ai examinés. D'autre part, en changeant l'état de l'atmosphère qui entoure la plaque, on observe un changement remarquable dans le degré de la fatigue. J'ai observé qu'ayant enlevé partiellement l'atmosphère de la surface de la plaque métallique, en la couvrant immédiatement, pendant l'illumination, d'une lame de quartz, la fatigue n'a presque plus lieu; en faisant

1. *Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, 9-195-1907.
2. *Le Radium*, **4**-364-1907.
3. *Le Radium*, **4**-366-1907.

[illegible] de vant [illegible] gaz [illegible] la pesque [illegible] à phéno- [illegible] un [illegible] pas ce- [illegible] lieu [illegible] quoique [illegible] dans l'couche limite [illegible] c'est l'hy- [illegible] le sur [illegible] du métal. [illegible] observables, ou bien une autre hypothèse quelconque qui rendrait compte le mieux de l'action de ces trois facteurs.

Ces recherches ont été poursuivies dans le laboratoire [illegible] Lippel.

Influence du champ magnétique sur la résistance d'électrolytes. — **G. Berndt** (Cothen) (*Phys. Z.*, [illegible], 24 [illegible] 1907, Congrès de Dresde). — En se servant du pont de Kohlrausch et du téléphone, M. Berndt a cherché à voir s'il était possible de mettre en évidence une variation de résistance des électrolytes sous l'action d'un champ magnétique soit parallèle, soit perpendiculaire au courant. Avec les champs employés (1000 et 5000 gauss), [illegible] un effet supérieur à 1/250 pour 100) avec le sulfate de fer, le chlorure de fer, le sulfate et l'azotate de nickel, l'azotate de cobalt, l'azotate de bismuth, le sulfate de cuivre et le tartrate d'antimoine et de potasse. L'effet, s'il existe, est certainement inférieur à 1/50 pour 100 avec le bismuth. Dans un grand nombre de cas où de faibles effets semblent se manifester, un examen attentif montre qu'il faut les attribuer à des déformations sous l'action des forces électromagnétiques. On peut donc conclure qu'à l'ordre de précision des expériences l'effet du champ magnétique sur la résistance des électrolytes n'existe pas. L. Bloch.

De l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes. — **G. Berndt** (*Ann. der Phys.*, IV-**23**-952-1907-A). — De 1896 à 1899, H. Bagard publia des expériences qui semblaient montrer que les électrolytes subissent l'effet Hall transversal et longitudinal, c'est-à-dire que, sous l'influence d'un champ magnétique sur un électrolyte parcouru par un courant, il se produit : 1° une force électromotrice perpendiculaire au champ magnétique [illegible] 2° une variation de résistance de l'électrolyte.

Depuis, les expériences relatives à l'effet transversal ont été reprises maintes fois (Florio[1], Chiavassa[2], Heilbrun[3]), et toujours avec un résultat négatif. Les recherches de Heilbrun particulièrement soignées montrèrent que [illegible] dues à des rotations électromagnétiques de l'électrolyte, et qu'ils disparaissent si on gélatine la solution.

[illegible] la variation de résistance sous l'influence d'un champ magnétique parallèle ou perpendiculaire aux lignes de courant. Les résultats sont né- [illegible] 5000 [illegible] perpendiculaire au courant et de 1000 gauss, parallèle au courant la variation de la résistance d'une solution est dans tous les cas moindre [illegible] bismuth [illegible] liquide montrent, contrairement aux expériences de Drude et Nernst, que la résistance reste constante à 1/2500000 pour le mercure et 1/660000 pour le bismuth. Drude et Nernst avaient eux-mêmes attribué les effets observés aux rotations électrodynamiques.

Remarquons, pour terminer, que la théorie de Nernst permet de prévoir ces résultats négatifs, comme l'a montré Donnan[1] dans un mémoire peu connu :

1° L'effet transversal est en unités électromagnétiques de la forme

$$e = \frac{u-v}{u+v} \mathrm{H} h l,$$

u et v étant les mobilités des deux ions en cm sec., H le champ magnétique, h le champ électrique, l la longueur sur laquelle agit le champ magnétique, e est la force électromotrice de l'effet Hall. A cette différence de potentiel e qui se produit instantanément s'ajoute un terme supplémentaire dû aux différences de concentrations des ions qui sont produites par le champ magnétique. Mais cet effet ne s'effectue que lentement, il est toujours au moins aussi faible que le premier et la discussion des phénomènes y est plus délicate. Dans le cas le plus favorable de l'eau pure très peu conductrice, on peut prendre $\mathrm{H} = 10^4$, $l = 2$ cm., $u - v = 1{,}5.10^{-11}$. On trouve que pour avoir $e = 1/10000$ volt, il faut avoir $h = 400$ volts par centimètre. L'effet est juste à la limite des phénomènes mesurables et n'est pas encore sur le point d'être révélé.

2° La variation relative de résistance pour un champ magnétique perpendiculaire au courant est de la forme $\frac{\Delta R}{R} = \frac{u^2 \mathrm{H}^2 + v^2 \mathrm{H}^2}{u+v}$, c'est-à-dire si u et v sont de l'ordre de 10^{-11} $\mathrm{H} = 10^4$ $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-11}$ au maximum. Ceci est absolument inaccessible à l'expérience. L. Bauer.

Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons. — **C. Chéneveau** (*C. R. Acad. des Sc.*, **145**-173-176-1907). Voir le mémoire de l'auteur publié dans ce journal (*Le Radium*, **4**-261-1907).

L'influence de la structure moléculaire sur le frottement intérieur de certains éthers isomères gazeux. — **F.-M. Pedersen** (*Phys. Rev.*, **25**-225-1907). — Les volumes moléculaires calculés à partir du frottement intérieur concordent avec ceux obtenus par la loi de Kopp. Il existe une différence marquée entre les éthers propyliques normaux et isopropyliques, ce qui montre que la différence de structure moléculaire de ces éthers a un effet appréciable sur leur frottement intérieur et par conséquent sur le diamètre de leurs molécules, ce diamètre est d'autant plus petit que le nombre des branches latérales est plus grand.

Mémoire suivi de la bibliographie du frottement intérieur des gaz. M. Moulin.

La variation diurne de l'ionisation spontanée de l'air dans des récipients métalliques clos. — **Frederick Mc. Keon** (*Phys. Rev.*, **25**-399-421-1907). — L'auteur emploie des récipients de certains métaux [illegible] centimètres de long et 15 centimètres de diamètre dont l'électrode (de même métal ou de métal différent) est reliée, par l'intermédiaire des godets de mercure, à un électromètre Dolezaleck. L'électromètre, les godets, la pile de charge de Laguille, l'élément étalon pour l'étalon

1 [illegible] G. Bassani (*Nuovo Cim.*, V-**36**-265-1898).

nage, etc., sont enfermés dans un écran protecteur en toile métallique recouverte de papier d'étain.

Rien n'est chargé (à part l'aiguille), de sorte qu'on ne voit pas très bien ce que peut mesurer la déviation permanente que l'auteur observe, cette déviation dépendant certainement d'une manière compliquée des différences de potentiel de contact, de la fuite par l'air de l'aiguille vers les quadrants, de la fuite par la planche d'ébonite des godets de mercure qui ne semble pas avoir été placée dans l'air sec, de la fuite par l'air dans l'enveloppe de l'électromètre, clefs, piles, etc., et, par conséquent de la pression atmosphérique, et aussi de l'ionisation dans le récipient.

Cette déviation subit une variation diurne analogue à celle du champ électrique de la terre, mais comme il semble impossible de lui attribuer quelque signification, nous croyons inutile de donner plus de détails sur les résultats de ces expériences. M. Moulin.

Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques. — **C. E. Guye** et **I. Zebrikoff** (*Arch. des Sc. phys. et nat.*, IV 24-1907).

Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau. — **G. Boizard.** (*Société française de Phys.*, 15 nov. 1907).

Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension. — **A. Cathiard** (*C. R. Acad. des Sciences*, 146-20-1908).

Études sur la sensitométrie (IIe partie). — **J. Wallace** (*Astrophys. Journ.*, 26-299-1907).

Photomètre à sélénium pour l'étude de la luminosité de la lune. — **J. Stebbins** et **C. Brown** (*Astrophys. Journ.*, 26 526 1907).

Technique

Un instrument de zéro pour la mesure de l'ionisation. — **S. J. Allen** (*Phil. Mag.*, 14-712-725-1907). — On compense le courant à mesurer au moyen du courant de saturation de sens contraire produit par une sur-

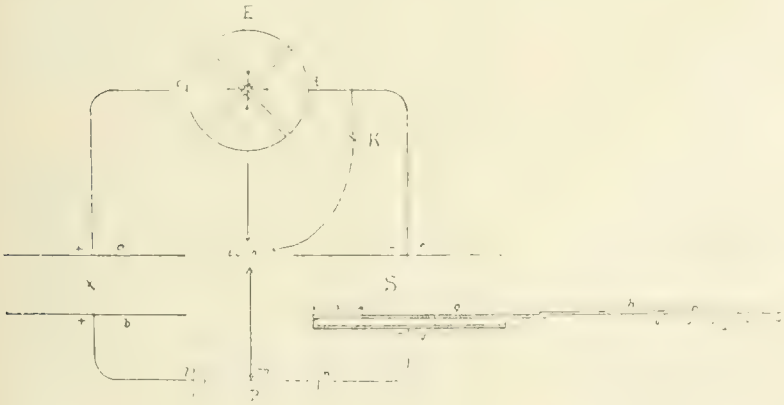


Fig. 1.

face d'oxyde d'uranium devant laquelle on peut déplacer un écran. L'instrument de mesure est un électromètre Dolezalek. On déplace l'écran jusqu'à ce que le spot s'arrête puis revienne, on déplace ensuite en sens inverse et on prend la moyenne des déplacements correspondants. Le compensateur n'est pas proportionnel, les courbes s'incurvent, l'ionisation croissant moins vite que le déplacement. L'étalonnage est fait en mesurant le courant donné par le compensateur en fonction du déplacement par la méthode de la vitesse de déviation. Pour avoir plus de marge dans les mesures, on peut employer différentes substances actives dans le même appareil, par exemple passer progressivement de l'oxyde d'uranium au polonium.

L'auteur décrit un appareil qui comprend la chambre d'ionisation et le compensateur surmonté d'un électromètre. Il donne ensuite des résultats obtenus dans des mesures d'activité, de décroissance d'activité induite recueillie dans l'atmosphère, d'absorption des rayons Rontgen.

M. Moulin.

Sur les spectres de flamme obtenus par voie électrique. — **MM. G. A. Hemsalech** et **C. de Watteville** (*C. R. Acad. des Sciences*, 145 1266). — Nous avons déjà signalé l'ingénieuse méthode établie par les auteurs

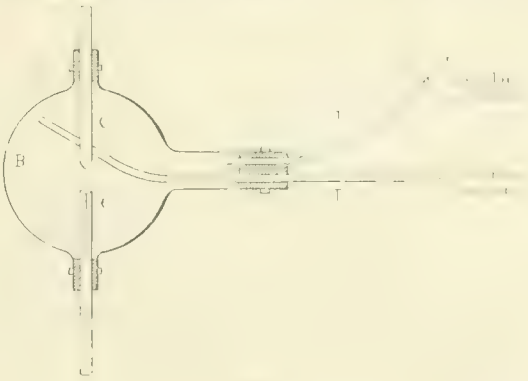


Fig. 1.

pour obtenir des spectres métalliques de flammes[1]. Cette méthode, très pratique quand on emploie des électrodes de métal, devient inutilisable quand il s'agit de corps rares que l'on ne possède qu'à l'état de sels.

C'est pour combler cette lacune qu'un nouveau dispositif, donnant les meilleurs résultats, vient d'être mis au point. La seule différence entre le nouveau dispositif et l'ancien consiste à employer l'arc électrique jaillissant entre deux charbons C, C′, (fig. 1) dont l'un, le positif, contient dans une cavité le sel dont on veut mélanger les particules à l'air se rendant au brûleur. La difficulté consistait à introduire dans la cavité du charbon la matière dans un état tel que le passage de l'arc ne l'expulse pas rapidement au dehors, comme cela se produit généralement dans cette circonstance.

Cette difficulté fut levée par l'emploi d'un mastic spécial peu fusible, dans lequel la matière peut être incorporée, et qui ne donne pas de spectre dans la région que l'on veut étudier.

Deux formules de mastic peuvent être employées :

1° 3 parties d'acide borique calciné et pulvérisé, mêlées à une partie de la substance ; le tout introduit à l'état de

1 *C. R.* 144 1558 1907 ; *Le Radium* 4 310 1907

[illegible] peu, n'chauffe. [illegible] à la région [illegible] du foyer.

[illegible] et incorpore deux parties du sel dont on veut faire l'analyse spectrale. Ce [illegible] l'avantage quand il [illegible] visible du spectre. [illegible] auteurs de s'assurer [illegible] les spectres de flamme [illegible] du mode de désagrégation des substances à étudier, et que l'emploi du charbon comme support de ces substances n'introduit aucun élé[illegible] spectres. L. Maquet.

Un gaz produit par les électrodes d'aluminium. — R. v. Hirsch et F. Soddy (*Phil. Mag.*, 14, 779-785, 1907). — [illegible] dans un travail récent, avait trouvé que pour un tube à rayons cathodiques contenant un gaz pur et actionné par une machine électrostatique, le produit p^2V du carré de la pression du gaz par la différence de potentiel est constant pour un même gaz. Quand la décharge avait passé pendant quelques heures, la pression étant maintenue constante à l'aide de la pompe, ce produit diminuait et tendait vers une valeur égale au quart de celle correspondant à l'hydrogène, quel que soit le gaz initial, [illegible] qui aurait correspondu non à un mélange de gaz [illegible] produit constant mais à un gaz pur [illegible] égal à 4.

Le spectre est celui des tubes à vide, deuxième spectre de l'hydrogène avec de faibles bandes de l'acide carbonique. La quantité de gaz est trop faible pour qu'une analyse chimique puisse donner des résultats.

Les auteurs ont cherché à l'identifier avec des gaz connus. L'hélium donne une valeur de p^2V beaucoup plus [illegible] que l'hydrogène; les membres de la famille de l'argon donnent des résultats variables pour des traces d'impuretés. Des composés tels que la vapeur d'eau, CO^2, CH^4, C^2H^2, CN, CNH se décomposent sous l'influence de la décharge.

La seule indication positive a été donnée par le fait que des tubes construits en Angleterre ne donnent aucun gaz, alors que les tubes construits en Allemagne et fonctionnant dans les mêmes conditions émettent ce gaz inconnu. Ce gaz ne peut d'ailleurs s'obtenir avec des électrodes de fer ou de cuivre et les électrodes des tubes allemands placées dans un tube anglais en émettent tout autant.

[illegible] cette différence à une impureté de l'aluminium, telle que le sodium, les auteurs ont recouvert d'une mince couche de sodium la surface d'une des électrodes anglaises. L'alliage ainsi formé émet le nouveau gaz.

Le sodium joue probablement ici un rôle indirect. La [illegible] de sodium dans l'aluminium le rend capable de décomposer l'eau, de sorte que, au contact de l'air, l'aluminium se charge d'hydrogène. Le gaz inconnu pourrait être une modification de l'hydrogène, ce que l'ozone est à l'oxygène. Les auteurs se proposent de vérifier cette hypothèse.

La qualité de l'aluminium employé pour faire des électrodes [illegible] augmenter la pureté de l'aluminium, pour éviter qu'il ne se pique à l'humidité et il semble que l'aluminium pur ne convienne [illegible] pureté de l'aluminium anglais peut expliquer quelques-unes des difficultés que les constructeurs anglais éprouvent à construire des tubes à rayons X. M. Moulin.

REVUE DES LIVRES

Principe de la conservation de l'assise, par **Georges Matisse** (Paris, Hermann, 1908).

Dans cette brochure, M. Matisse étudie d'une manière systématique les analogies bien connues entre les expressions qui représentent des quantités infiniment petites des différentes formes d'énergie. On peut écrire, pour l'énergie électrique, $dW = pdq$, p étant le potentiel, dq une quantité d'électricité infiniment petite; pour l'énergie thermique dans les phénomènes réversibles $dW = \theta de$, θ étant la température absolue, e l'entropie; pour l'énergie mécanique $dW = T\,dl$, T étant la force l la longueur; pour l'énergie chimique $dW = \mu dm$, μ étant le potentiel chimique, m la masse.

Ces analogies ont déjà été remarquées par Gibbs, Le Chatelier, Lippmann, etc. Toutes ces quantités élémentaires d'énergie sont exprimées par le produit de deux facteurs, l'un de tension (température, potentiel, force, etc.), l'autre représente la variation infiniment petite d'une quantité que M. Matisse appelle *assise*.

Toutes les quantités appelées assises se conservent dans les phénomènes physiques.

L'auteur insiste beaucoup sur le principe de la conservation de l'espace considéré comme assise mécanique; le principe est exact, mais il est énoncé sous une forme qui a l'air d'un truisme (pages 8 et 9). M. Matisse remarque d'ailleurs lui-même qu'il est tellement évident qu'on ne songe pas d'ordinaire à le formuler. Il me semble, de plus, que les applications qu'il en fait ne nous apprennent rien de nouveau.

Les applications des principes généraux sont exposées très clairement. Malheureusement le choix bizarre des variables indépendantes dans quelques cas conduit l'auteur à des conclusions qui n'ont guère d'intérêt pratique.

Dans une note sur le choix des dimensions des unités électriques, M. Matisse, pour rendre complète l'analogie entre les expressions des énergies électriques et mécaniques, dispose arbitrairement des dimensions de la perméabilité magnétique, dans le système électromagnétique, de manière à donner à la *quantité d'électricité* les dimensions d'une *longueur*, et au *potentiel* celles d'une *force*.

E. Bauer.

ERRATUM

Par suite d'une erreur de mise en pages, les derniers alinéas des analyses des mémoires de M. Norman Campbell, 5, page 20, et de M. Jakob Kunz, page 23, ont été interchangés. Au lieu de « Le professeur J. J. Thomson, etc., lire « L'énergie calculée, etc., » et inversement.

[illegible] Paris. Imp.

G. 521. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 2. — Février 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Sur le lithium dans les minéraux radioactifs (Ellen Gleditsch) . . . 52
Sur la radioactivité des eaux de Plombières (A. Brochet) . . . 47
Sur la condensation des émanations radioactives (E. Henriot) . . . 41
Radioactivité de la cotunite vésuvienne (P. Bossi) . . . 51
Minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie (E.-P. Whitney) . . . 51
Sur la quantité d'émanation de radium dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre (A.-S. Eve) . . . 51
Sur la radioactivité du plomb et des autres métaux (J.-C. Mc. Lennan) . . . 51
Anomalies dans la radioactivité de quelques sels d'uranium (H. Schlundt et B. Moore) . . . 52
Sur quelques modifications qui produisent le dédoublement de la courbe de désactivation de la radioactivité induite (MM. Ed. Sarasin et Th. Tommasina) . . . 55
De l'effet des écrans en toile métallique sur le rayonnement secondaire de l'activité induite (MM. Ed. Sarasin et Th. Tommasina) . . . 55
La production et l'origine du radium (E. Rutherford) . . . 55
Le gradient de température à l'intérieur des métaux (Schuyler B. Serviss) . . . 54

Électronique

Recherches sur les rayons secondaires du radium (H. Starke) . . . 55
Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique (M. P. Zeemann) . . . 49
Sur les phénomènes connexes de l'effet Zeemann inverse longitudinal (Ludwig Geiger) . . . 54
L'effet Doppler des rayons canaux et la théorie de Planck (J. Stark) . . . 55
Remarques à propos de la communication de M. Paschen sur l'effet Doppler des rayons canaux (J. Stark) . . . 56
Réponse aux remarques de M. Stark (F. Paschen) . . . 56
Modification progressive du premier spectre de raies d'émission du mercure (Enrico Castelli) . . . 56
Énergétique et chimie des spectres de bandes (J. Stark) . . . 57
Vues nouvelles sur la structure intime de la matière (A. Righi) . . . 57

Radiations

Représentation géométrique de Gibbs du phénomène de la réflexion de la lumière (Arthur W. Lewis) . . . 57
Recherches spectroscopiques dans le domaine des longueurs d'onde extrêmement courtes (Th. Syman) . . . 57
Un nouvel élément : le lutécium résultant du dédoublement de l'ytterbium de Marignac (G. Urbain) . . . 58
Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite (A. de Gramont) . . . 58
Sur le rayonnement purement thermique (F. Paschen) . . . 58
Actions chimiques de la lumière (II). — Sensibilisation photo-chimique des réactions gazeuses et théorie de l'action catalytique de la lumière (Fritz Weigert) . . . 58
Sur la décoloration des couleurs organiques par la lumière visible (P. Lasareff) . . . 59
Sur la détermination de la vitesse de la lumière d'après Fizeau et les analogies acoustiques (M. Cantor) . . . 59
Réflexion sélective des sels d'acide carbonique et d'autres acides oxygénés (L. E. Morse) . . . 59
Sur la théorie de la rotation du plan de polarisation par les solutions (J. J. Thomson) . . . 59
Sur le spectre des métaux alcalins (C. Runge) . . . 59
Influence de la température sur les propriétés optiques des corps dissous (C. Chéneveau) . . . 59
Oscillateurs magnétiques employés comme radiateurs en télégraphie sans fil (J. A. Fleming) . . . 59
Émission du carbone dans quelques flammes dans la région de l'ultra-violet (A. Amelio) . . . 59
Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux (A. Cotton et H. Mouton) . . . 59

Ionisation

Potentiels explosifs aux hautes pressions. Loi de Paschen (Cassuto et Occhialini) . . . 59
Abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons cathodiques (J. Heerwagen) . . . 60
L'étincelle entre électrodes incandescentes (A. Occhialini) . . . 60
La quantité d'électricité à laquelle donne passage l'étincelle d'induction à basse pression (S. Maresca) . . . 60
Influence du métal des électrodes sur le potentiel disruptif avec étincelle d'induction (F. Müller) . . . 60
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointes de différentes dimensions (John Zeleny) . . . 60
Détermination de la résistance de l'étincelle par l'emploi d'une résistance équivalente (MM. Lemmensné et Malewski) . . . 61
Stratification dans l'étincelle de torpille (L. Magri) . . . 61

[illegible] métalliques dans [illegible] 61
[illegible] 61
[illegible] Note complémentaire [illegible] 61
[illegible] 61
Expériences sur l'allure de l'effet photoélectrique chez les métaux pendant le passage de l'état solide à l'état liquide [illegible] 61
[illegible] plaques métalliques [illegible] 61
[illegible] sur la résistance d'électrolytes [illegible] 62
De l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes [illegible] 62
Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons [illegible] 62
L'influence de la structure moléculaire sur le frottement intérieur de certains éthers isomères gazeux (F. M. Pedersen) [illegible] 62
[illegible] de l'ionisation spontanée de l'air dans des récipients métalliques clos (Frederick Mc. Keon) [illegible] 62
Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques (C. E. Guye et I. Zebrikoff) [illegible] 63
Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau (G. Boizard) [illegible] 63
Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension (A. Cathiard) [illegible] 63
Etude sur la sensitométrie (J. Wallace) [illegible] 63
Photomètre à sélénium pour l'étude de la luminosité de la lune (J. Steelins et C. Brown) [illegible] 63

Technique.

Un instrument de zéro pour la mesure de l'ionisation (S. J. Allen) [illegible] 63
Sur les spectres de flamme obtenus par voie électrique (MM. G. A. Hemsalech et C. de Watteville) [illegible] 63
Un gaz produit par les électrodes d'aluminium (R. v. Hirsch et F. Soddy) [illegible] 64

REVUE DES LIVRES

Principe de la conservation de l'assise (Georges Matisse). 64

Sommaire par noms d'auteurs

Allen (S. J.) :
Un instrument de zéro pour la mesure de l'ionisation. 63

Amerio (A.) :
Émission du carbone dans quelques flammes dans la région de l'ultra-violet [illegible] 59

[illegible] G. :
De l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes [illegible] 62
Influence du champ magnétique sur la résistance d'électrolytes [illegible] 62

[illegible] G. :
Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau [illegible] 63

[illegible] A. :
Sur la radioactivité des eaux de Plombières. 47

[illegible] M. :
Sur la détermination de la vitesse de la lumière d'après Fizeau et les analogies acoustiques [illegible] 59

Cassuto et Occhialini :
[illegible] 59

[illegible] :
[illegible] d'émission du mercure [illegible] 56

Cathiare (A.) :
Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension [illegible] 63

Chéneveau (C.) :
Influence de la température sur les propriétés optiques des corps dissous [illegible] 59
Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons [illegible] 62

Cotton (A.) et Mouton (H.) :
Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux [illegible] 59

Demeer (H.) :
Expériences sur l'allure de l'effet photoélectrique chez les métaux pendant le passage de l'état solide à l'état liquide [illegible] 61

Eve (A. S.) :
Sur la quantité d'émanation de radium dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre [illegible] 51

Ewell (Arthur W.) :
Représentation géométrique de Gibbs du phénomène de la réflexion de la lumière [illegible] 57

Fleming (J. A.) :
Oscillateurs magnétiques employés comme radiateurs en télégraphie sans fil [illegible] 59

Gleditsch (Ellen) :
Sur le lithium dans les minéraux radioactifs. 53

Gramont (A. de) :
Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite. 58

Grau (A.) et Russ (F.) :
Différence de potentiel entre électrodes métalliques dans l'arc à courant continu [illegible] 61

Guye (C. E.) et Zebrikoff (I.) :
Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques [illegible] 63

Hemsalech (G. A.) et Watteville (C. de) :
Sur les spectres de flamme obtenus par voie électrique [illegible] 63

Henriot (E.) :
Sur la condensation des émanations radioactives [illegible] 41

Herwey (J.) :
Abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons cathodiques [illegible] 60

Hirsch (R. v.) et Soddy (F.) :
Un gaz produit par les électrodes d'aluminium [illegible] 64

Keon (Frederick Mac.) :
La variation diurne de l'ionisation spontanée de l'air dans des récipients métalliques clos [illegible] 62

Ladenburg (E.) :
Effets photoélectriques [illegible] 61

Lasareff (P.) :
Sur la décoloration des couleurs organiques par la lumière visible [illegible] 59

Lebedinski et Makarewski :
Détermination de la résistance de l'étincelle par l'emploi d'une résistance équivalente [illegible] 61

Lennan (J. C. Mc.) :
Sur la radioactivité du plomb et des autres métaux [illegible] 51

Ludwig Geiger :
Sur les phénomènes connexes de l'effet Zeemann inverse longitudinal [illegible] 54

Magri (L.) :
Stratifications dans l'étincelle électrique [illegible] 61

Maresca (S.) :
La quantité d'électricité à laquelle donne passage l'étincelle d'induction à basse pression [illegible] 60

Morse (J. B.) :
Réflexion sélective des sels d'acide carbonique et d'autres acides oxygénés [illegible] 59

MÜLLER (F.) :
Influence du métal des électrodes sur le potentiel disruptif avec étincelle d'induction . . . 60
NATISSE (Georges) :
Principe de la conservation de l'assise. 64
OCCHIALINI (A.) :
L'étincelle entre électrodes incandescentes. 69
PASCHEN (F.) :
Réponse aux remarques de M. Stark 56
Sur le rayonnement purement thermique. 58
PEDERSEN (F. E.) :
L'influence de la structure moléculaire sur le frottement intérieur de certains éthers isomères gazeux. 62
RIGHI (A.) :
Vues nouvelles sur la structure intime de la matière. 57
ROSSI (P.) :
Radioactivité de la cotunite vésuvienne 51
RUNGE (C.) :
Sur le spectre des métaux alcalins 59
RUTHERFORD (E.) :
La production et l'origine du radium 53
SARASIN (Ed. et) TOMMASINA (Th.) :
Sur quelques modifications qui produisent le dédoublement de la courbe de désactivation de la radioactivité induite. 55
De l'effet des écrans en toile métallique sur le rayonnement secondaire de l'activité induite 55
SADZEWICZ (Mme Marie) :
Sur la fatigue photoélectrique des plaques métalliques. 61
SCHLENDT (H. et) MOORE (B.) :
Anomalies dans la radioactivité de quelques sels d'uranium. 52
SCHUYLER SERVISS (B.) :
Le gradient de température à l'intérieur des métaux. 54
STARKE (H.) :
Recherches sur les rayons secondaires du radium. 55
STARK (J.) :
L'effet Doppler des rayons canaux et la théorie de Planck 55
Remarques à propos de la communication de M. Paschen sur l'effet Doppler des rayons canaux . . . 56
Énergétique et chimie des spectres de bandes . . . 57
STEBBINS (J.) et BROWN (C.) :
Photomètre à sélénium pour l'étude de la luminosité de la lune. 65
SYMAN (Th.) :
Recherches spectroscopiques dans le domaine des longueurs d'onde extrêmement courtes. 57
THOMSON (J. J.) :
Sur la théorie de la rotation du plan de polarisation par les solutions 59
TOEPLER (Max) :
Décharges superficielles 61
Décharges superficielles (Note complémentaire). . . 61
URBAIN (M. G.) :
Un nouvel élément [illegible] de lutécium résultant du dédoublement de l'ytterbium de Marignac . . . [illegible]
WALLACE (J.) :
Études sur la sensitométrie . . . . . [illegible]
WEIGERT (Fritz) :
Actions chimiques de la lumière. II. — Sensibilisation photochimique des réactions gazeuses et théorie de l'action catalytique de la lumière. . . . . [illegible]
M. ZEEMANN (P.) :
Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique . [illegible]
ZENNECK (John) :
La décharge de l'électricité par les conducteurs sous forme de pointes de différentes dimensions. . [illegible]
WOOLEY (L. P.) :
Minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie . . . . [illegible]

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Les découvertes modernes en physique. — O. MANVILLE (A. Hermann, éditeur, Paris, 1908).

Bulletin of the Bureau of Standards, publié par S.-W. STRATTON (Washington, Government printing office).

Sur la radioactivité des eaux de Plombières. — A. BROCHET (Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences*).

Tables of Minerals. — S. LEWIS PENFIELD (J. Wiley, éditeur, New-York, 1907).

The effect of heat on the induced activity of Radium — W. DUANE (Extrait du *Journal of Engeenering*).

Theorie der Elektrizität. — M. ABRAHAM, 3e édition, 2 vol. G. Teubner, Leipzig.

Les gisements français d'autunite. — H. MARLOT (Extrait des procès-verbaux de la Société d'Histoire Naturelle d'Autun).

Light waves and their uses. — A. MICHELSON (*The Decennal publications of the University of Chicago*).

Untersuchungen über die atmosphärischen radioaktiven Induktionen. — H. GERDIEN (Berlin, Weidmann, 1907).

L'année électrique. — F. DE COURMELLES (Ch. Béranger, Paris, 1908).

Kurzer Abriss der Spectroskopie und Kolorimetrie, par E. BAUR (de la collection des ouvrages de chimie physique publiée par G. Bredig). J.-A. Barth, Leipzig.

Notices

Siemens et Halske (Berlin). — Instruments de mesure pour laboratoire et montage.

Electricitäts Gesellschaft Sanitas (Berlin). Matériel pour la production et l'emploi des rayons X.

H. Tomlinson (Philadelphie). Minéraux en coupes minces — Minéraux phosphorescents. — Cristaux.

SOMMAIRE DU N° DE JANVIER 1908

Mémoires originaux

B. Szilard. Etude sur le radioplomb.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées à la température de l'air liquide.
L. Bloch. — Ionisation par barbotage — Notes de M. de Broglie).

Revue des Travaux

Reproductions. — Extraits. — Analyses. — Index bibliographique — Radioactivité. — Electronique. — Radiations. — Phosphorescence. — Ionisation. — Technique.

Revue des Livres

Cours de physique H. Bouasse

Sommaire analytique des matières. — Table par noms d'auteurs. — Ouvrages reçus. — Notices.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

[illegible]

13, rue Vignon PARIS

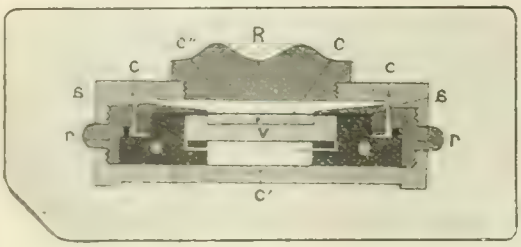
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels; les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

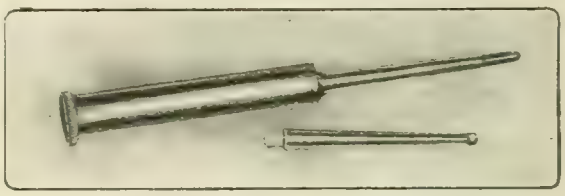
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux



[illegible]

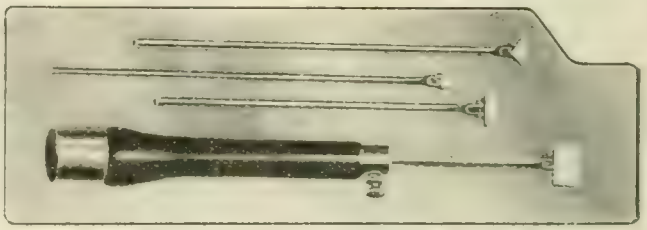
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. [illegible] dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé [illegible] les [illegible] et les recherches [illegible]



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE

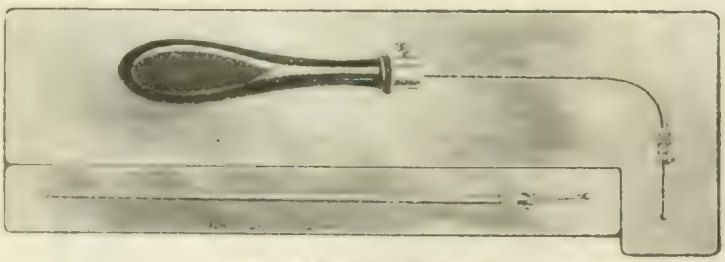
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



[illegible]

[illegible] la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les [illegible]

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium

Par William DUANE

Laboratoire de physique, Université du Colorado. — Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire de Mme Curie.

1. Pendant l'hiver 1905-1906, j'ai fait des expériences sur la diminution de la radioactivité induite du radium, en employant une méthode qui consiste à mesurer la quantité d'électricité transportée par les rayons α et β, au lieu de l'ionisation qu'ils produisent. Jusqu'à cette époque, cette méthode d'étude des courbes de décroissement n'avait pas été utilisée. Une description des expériences fut présentée à un congrès de savants tenu à l'University of Colorado, au printemps 1906, et un bref résumé en fut publié dans le journal *Science*[1]. Depuis, j'ai pu répéter les expériences et conduire les recherches plus loin, dans le laboratoire de radioactivité de l'Université de Paris. Je suis très heureux de remercier ici Mme Curie d'avoir bien voulu mettre à ma disposition les ressources de son laboratoire, et d'avoir porté à mon travail un intérêt bienveillant.

2. La disposition de l'appareil est représentée sur la figure 1. A est une électrode métallique cylindrique de 11 millimètres de long et $5^{mm},42$ de diamètre; elle est rendue radioactive par une exposition à l'émanation du radium. B est un tube de même substance que A, ayant un diamètre intérieur de $4^{mm},50$. On peut faire coïncider exactement l'axe de A avec celui de B au moyen des deux pointes métalliques *a a*, et, dans cette position, la distance entre la face externe de A et la face interne de B est partout de $0^{mm},44$ seulement. Les deux pointes métalliques *a a* sont enfoncées dans des bouchons d'ébonite ; la pointe supérieure est complètement isolée par l'ébonite (dans certaines expériences, elle faisait corps avec A), et l'autre est reliée par des fils convenablement isolés à un électromètre à quadrants. L'intensité du courant qui passait de B à A, ou en sens inverse, était mesurée tantôt par la vitesse de déviation de l'électromètre, tantôt au moyen d'un quartz piezoélectrique. Les anneaux métalliques *b b* reliés à la terre servaient d'anneaux de garde de manière à empêcher le courant de passer entre A et B le long de la surface de l'ébonite.

3. Le mode opératoire était le suivant : l'électrode A était suspendue pendant une période de 20 heures

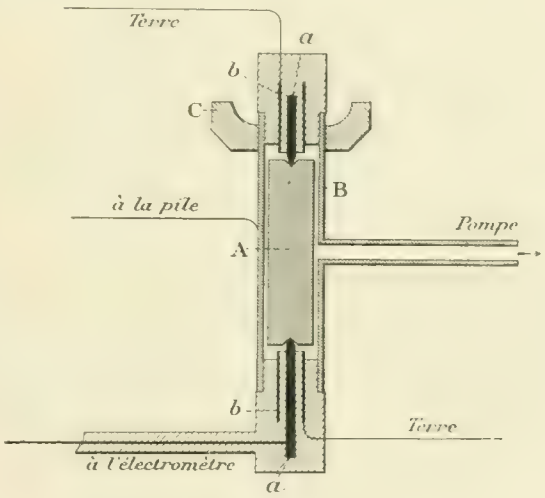


Fig. 1.

au moins, par une paire de pinces métalliques, dans l'émanation du radium contenue dans un vase de métal. Pendant tout ce temps, elle était chargée à un potentiel négatif de 88 volts, par rapport aux parois du vase, de manière à assurer à peu près la saturation de la radioactivité induite. A la fin de la période on plaçait rapidement A et le bouchon d'ébonite à leur place dans le tube B, et on versait de la cire chaude dans la coupelle C, de manière à faire un joint étanche entre le bouchon et le tube. On aspirait ensuite rapidement l'air contenu entre A et B. Dans les premières expériences on faisait le vide jusqu'à une pression de 1 à 2 millimètres de mercure, au moyen d'une pompe mécanique à huile, et puis on détendait rapidement l'air résiduel dans un ballon de verre porté préalablement à un vide élevé. Dans les expériences postérieures, on faisait le vide au moyen de

1. *Science*, 24-48-49-1906.

[illegible] la température de l'air liquide : c'est la méthode [illegible] de Dewar. Lorsque le vide était parfait, [illegible] le courant allant de B vers A ou de A vers B, à des intervalles de deux à [illegible] minutes. Le tube B était au potentiel zéro, ou [illegible] positivement ou négativement au moyen d'une batterie. En général la première lecture satisfaisante pouvait être faite dix ou douze minutes après que l'électrode A avait été retirée de l'émanation.

4. Lorsque le tube B était en communication avec le sol, l'électromètre indiquait toujours un courant allant vers l'électrode A, ou, ce qui donnerait la même déviation, une décharge d'électricité négative par A. Le courant continuait jusqu'à ce que l'électrode fût chargée à un potentiel positif d'environ un volt ; à ce moment, la décharge d'électricité négative était compensée par un flux en sens inverse. Une force électromotrice de contact existe toujours entre le tube B et l'électrode A, même s'ils sont de la même substance. Cette force électromotrice pouvait être déterminée en lisant la déviation permanente de l'électromètre avant qu'on eût fait le vide et pendant que l'espace entre A et B était plein d'air. D'ordinaire, la déviation indiquait une force électromotrice d'environ 1/10 de volt et *toujours* dans un sens tel qu'elle s'oppose au courant observé dans le vide. Par conséquent la décharge d'électricité négative par A ne peut lui être due. Cette force électromotrice décroît avec le temps ; mais, d'après quelques expériences que j'ai faites à ce sujet, je pense qu'elle n'est pas due directement (du moins pour la plus grande partie) au dépôt de radium A, B et C sur l'électrode. J'ai essayé de mettre en évidence un tel effet Volta, mais sans succès.

5. Cependant, la force électromotrice de contact change la grandeur de la décharge : c'est pourquoi j'ai adopté, en faisant des mesures sur le décroissement de la radioactivité induite, la méthode usuelle qui consiste à charger successivement le tube B à des potentiels égaux et opposés. Si B est chargé à un potentiel positif de 1,5 volt ou plus, il passe un courant vers l'électrode ; et si l'on change le signe du potentiel, on renverse le sens du courant. Cependant le courant qui va vers l'électrode est plusieurs fois plus grand que celui qui en vient, l'excès étant dû à la décharge d'électricité négative par A.

6. Les tableaux I et II contiennent deux séries de mesures sur huit, de valeur à peu près égale. Les quantités d'émanation du radium qui ont servi à rendre l'électrode radioactive étaient celles qui sont produites par 5 ou 4 milligrammes de $RaBr_2$ pendant un à cinq jours. Je n'ai pas essayé de recueillir sur l'électrode, toute la radioactivité induite, et probablement une grande partie se déposa sur les pinces qui tenaient l'électrode dans l'émanation.

Le tableau I contient les résultats d'expériences

Tableau I

Tube et électrode de fer			
Temps en min.	Courant + $\frac{mm}{sec}$	Courant − $\frac{mm}{sec}$	$\frac{1}{2}$ somme
11	5,00		1,64
13		1,68	
15	4,72		1,54
17		1,58	
19	4,45		1,45
21		1,39	
23	4,07		1,29
25		1,47	
27	3,86		1,25
29		1,39	
31	3,57		1,15
33		1,25	
35	3,16		0,96
[illegible]		1,20	
[illegible]	2,96		0,90
41		1,12	
[illegible]	[illegible]		0,84
[illegible]		1,10	
47	[illegible]		0,75
[illegible]		1,01	
[illegible]	[illegible]		0,74
[illegible]		[illegible]	
[illegible]	2,16		0,65
[illegible]		0,88	
[illegible]	1,98		0,57
61		0,82	
63	1,59		0,45
[illegible]		0,66	

Tableau II.

Tube et électrode de laiton				
Temps en min.	Courant + $\frac{mm}{sec}$	Courant − $\frac{mm}{sec}$	$\frac{1}{2}$ somme	Courant + pour le potentiel 0
12		2,27		
14	10,50		4,19	4,50
16		1,97		4,14
18	9,80		3,94	4,05
20		1,86		
22	9,55		3,77	
24		1,75		3,59
26	8,85		3,59	3,58
28		1,60		3,51
30	8,55		3,59	3,49
32		1,50		
34	7,64		3,08	2,80
36		1,45		
38	7,00		2,79	
40		1,39		2,48
42	6,50		2,46	
44		1,36		2,08
46	5,82		2,24	
48		1,31		
50	5,44		2,11	
52		1,15		
54	5,10		1,99	
56		1,10		1,70
58	4,65		1,79	
60		1,05		
62	4,20		1,62	1,51
70		0,78		
72	3,38		1,31	

faites avec un tube et une électrode de fer. Dans la première colonne se trouve le temps compté à partir du moment où l'électrode fut enlevée de l'émanation; dans la seconde et la troisième, les courants qui vont vers l'électrode ou en viennent sont produits en chargeant le tube à un potentiel de $\pm$ 2,2 volts. D'abord on mesure le courant qui va vers l'électrode (que nous appellerons courant positif), puis deux minutes après le courant négatif, et ainsi de suite alternativement. Les colonnes correspondantes du tableau II contiennent des résultats analogues pour un tube et une électrode de laiton.

7. La quantité d'émanation utilisée n'était pas la même dans les deux cas, de sorte que les valeurs du courant dans les deux tables ne peuvent être comparées; mais on peut remarquer qu'avec des surfaces de laiton le courant positif est six fois plus grand que le courant négatif, tandis qu'avec des surfaces de fer il n'est que trois fois plus grand. Par conséquent, la nature des surfaces a une influence considérable sur les courants; et ce fait n'était pas inattendu, car il n'est pas douteux que les rayons secondaires, tertiaires, etc., des deux surfaces fournissent des véhicules des charges électriques.

8. La question de savoir si une partie du courant est due à l'ionisation de la quantité résiduelle d'air laissée entre les surfaces métalliques est importante, et plusieurs séries d'expériences ont été faites pour l'examiner. Par exemple, dans une de ces séries, le courant positif mesuré dans le vide obtenu par l'air liquide était de 3,04. En faisant rentrer de l'air dans le tube à une pression (mesurée grossièrement au moyen d'un petit manomètre à mercure) de 1,5 millimètre environ, le courant devenait, 6 minutes après la première mesure, égal à 3,21. Six minutes plus tard, encore, le vide ayant été établi au moyen de l'air liquide, le courant était de 2,34. En prenant la moyenne 2,69 de la première et de la dernière valeur, pour tenir compte de la diminution du courant, nous voyons que l'ionisation dans l'air à une pression de 1,5 millimètre de mercure fait croître le courant de 2,69 à 3,21, c'est-à-dire de moins de 20 pour 100. Un grand nombre d'expériences analogues montre que les courants dus à l'ionisation de l'air entre A et B, à une pression de 1 à 2 millimètres, sont toujours un peu inférieurs aux courants à mesurer, et l'on peut en conclure que la quantité infinitésimale d'air qui reste dans le vide obtenu par le procédé de l'air liquide n'a pas d'effet appréciable sur les courants mesurés. Ceci est dû en partie à ce fait que les surfaces du tube et de l'électrode étaient très rapprochées. D'ailleurs, l'appareil était construit de manière à rendre les effets de l'ionisation dans l'air aussi petits que possible.

9. La quatrième colonne des tableaux I et II contient les valeurs de la demi-somme algébrique des courants positif et négatif. Cette demi-somme représente, approximativement, la décharge d'électricité négative par l'électrode en une seconde, dans un champ électrique nul, moins la quantité d'électricité négative, venant de la surface du tube et reçue par l'électrode. Soient e la différence entre ces deux valeurs et $+ i$ le courant produit par la force électromotrice appliquée, i représente alors l'effet du champ correspondant, sur les électrons lents émis par les surfaces métalliques. Lorsque le tube est chargé positivement le courant positif est

$$i_1 = e + i \qquad (1)$$

et, quand il est chargé négativement, le courant négatif est

$$i_2 = e - i \qquad (2)$$

d'où évidemment

$$e = \frac{i_1 + i_2}{2}$$

10. La théorie indiquée dans le paragraphe précédent est la méthode usuelle d'analyse des courants dans des cas semblables, mais cette théorie est fondée sur deux hypothèses : d'abord que la petite force électromotrice de 2,2 volts ne change pas d'une manière appréciable la valeur e, et ensuite que le courant i a la même valeur absolue quel que soit le sens de la force électromotrice. Il est probable qu'aucune de ces hypothèses n'est absolument correcte dans le cas présent, mais les expériences suivantes vont nous montrer que les équations sont à peu près d'accord avec les faits.

J'ai étudié la diminution de la vitesse de décharge de l'électrode lorsque B est à la terre. A cet effet, il est nécessaire de prendre une méthode de zéro pour mesurer les courants, et l'on choisit le quartz piézoélectrique, car, pendant les mesures, il permet de laisser constamment l'électrode au potentiel zéro. Les courants mesurés par le quartz lorsque B est au sol, les autres conditions étant les mêmes que tout à l'heure, sont portés dans la colonne 5 du tableau II. Ces données correspondent à une série de mesures distinctes de celles qui sont représentées dans les colonnes 2 et 3. Pour réduire les lectures à la même échelle, on mesura à plusieurs reprises pendant cette série d'expériences, par exemple aux temps $t = 22$, 36 et 64, les courants positifs produits par une force électromotrice de 2,2 volts. Au moyen de ces valeurs de comparaison, on put réduire les mesures avec le quartz, à la même échelle que les autres. On peut remarquer que le courant de décharge e pour un potentiel zéro est, à deux exceptions près, d'environ 10 pour 100 plus petit que la demi-somme algébrique des courants portés dans la colonne 4. Cette différence est due, au moins en partie, à la force électromotrice de contact qui, comme nous l'avons dit plus haut, agit toujours dans un sens tel, qu'elle diminue la décharge d'électricité négative de l'élec-

[illegible] Les expériences montrent donc que les équations (1) et (2) sont exactes en gros.

11. Nous pouvons [illegible] analyser le phénomène de façon différente. Nous pouvons dire par exemple que les courants sont dus à deux flux d'électricité s_1 et s_2, émis respectivement par les surfaces de l'électrode et du tube; que, lorsqu'aucune force électromotrice n'agit, le courant est

$$i = s_1 - s_2,$$

et que, lorsqu'une force électromotrice est appliquée, l'un des deux flux s_1 ou s_2 est plus ou moins arrêté. Soient Δs_1 et Δs_2 les changements produits par la force électromotrice, les courants positif et négatif sont

$$i = s_1 - (s_2 - \Delta s_2) = s_1 - s_2 - \Delta s_2$$
$$i = s_1 - \Delta s_1 - s_2 = s_1 - s_2 - \Delta s_1.$$

Si $\Delta s_1 > s_1 - s_2$ le courant résultant émanerait de l'électrode dans le second cas. Appliquons cette théorie aux données relatives à l'électrode de laiton; nous voyons que, pour 2,2 volts, Δs_1 et Δs_2 doivent être d'environ 50 pour 100 plus grands que $s_1 - s_2$; c'est-à-dire que les deux surfaces doivent émettre un grand nombre de corpuscules lents qui seront arrêtés par deux volts.

De tels rayons sont produits par le polonium[1] et par le radium[2]. Les expériences montrent ensuite qu'on a à peu près $\Delta s_1 = \Delta s_2$ pour la même force électromotrice.

L'hypothèse que nous faisons dans cette théorie est que les valeurs de s_1 et s_2 sont indépendantes l'une de l'autre. Comme les rayons secondaires dépendent des primaires, et comme il existe des rayons tertiaires qui dépendent des secondaires, etc., cette hypothèse n'est probablement pas absolument légitime.

Naturellement s_1 et s_2 peuvent être analysés en leurs constituants : rayons α et β, secondaires et tertiaires, etc.

12. Nous arrivons maintenant à la question importante. Est-ce que les courbes de décroissement, que nous pouvons tracer au moyen des données des tableaux I et II, coïncident avec les courbes ordinaires obtenues avec les données d'ionisation? Nous allons voir qu'il n'en est rien. Pour faire la comparaison, j'ai mesuré les courants d'ionisation dans l'air, produits par les rayons α émis par l'électrode activée exactement de la même façon que tout à l'heure.

L'électrode, après avoir été retirée de l'émanation, fut placée en face d'une ouverture percée dans un grand condensateur, et l'on mesura la diminution du courant d'ionisation. La colonne 2, du tableau III, contient les valeurs du courant mesurées par le quartz piézoélectrique, et la colonne 1, les temps en minutes qui se sont écoulés depuis que l'électrode a été retirée de l'émanation. Pour faire la comparaison, j'ai dessiné ensemble sur la figure 2 la courbe correspondante ainsi que la courbe relative à la diminution du courant positif pour les surfaces de laiton. (Tableau II, colonne 2). La courbe 1 représente la diminution du courant d'ionisation dans l'air à la pression atmosphérique, la courbe 2, celle du courant positif dans le vide.

Les échelles des deux courbes furent choisies de manière à les faire coïncider aux temps $t = 70$. On voit aisément qu'elles ne concordent pas aux autres points. La courbe relative aux charges transportées par les rayons est bien plus inclinée que l'autre.

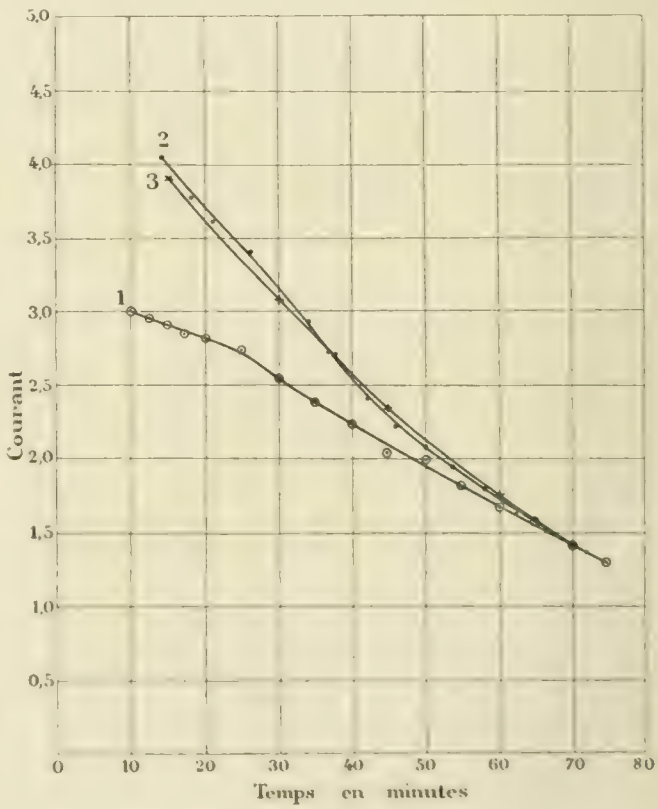


Fig. 2.

13. L'explication de ce fait est, sans aucun doute, que le radium B, qui, dans des circonstances ordinaires produit une ionisation presque insensible, émet un nombre très appréciable de rayons chargés négativement. Pour comparer, j'ai calculé la courbe théorique qu'on obtiendrait en admettant que le radium B émet autant d'électricité, pendant son évolution, que le radium C le fait pendant la sienne : c'est

1. [illegible] 13-1-30-1905.
2. [illegible] 1-1.

la courbe 3 de la figure. Pour la construire on a supposé qu'au début il y a sur l'électrode les quantités de radium A, B et C relatives à l'équilibre entre ces corps, c.-à.-d. des quantités inversement proportionnelles à leurs constantes de temps respectives, et qu'initialement les quantités d'électricité émises par les masses de radium B et de radium C qui se trouvent sur l'électrode sont égales. L'échelle de cette courbe théorique fut choisie de manière à la faire coïncider avec les autres au temps $t = 70$: on voit que la courbe expérimentale 2 est un peu plus inclinée encore que la courbe théorique. Pour faire le calcul je me suis servi de constantes donnant une diminution de moitié de l'activité en 3, 28 et 21 minutes, respectivement pour les radiums A, B et C. Il est probable que les deux dernières valeurs 28 et 21 sont trop élevées. Des nombres un peu plus faibles rapprocheraient la courbe théorique de la courbe expérimentale.

Toutes les courbes que j'ai examinées, relatives au courant positif et à la demi-somme algébrique des deux courants, sont plus inclinées que les courbes théoriques. Les courbes représentant les courants négatifs sont en général un peu moins inclinées que celles des courants positifs, mais se rapprochent bien plus de la courbe 3 que de la courbe 1. Il s'ensuit que le radium B émet toute l'électricité négative qu'il peut fournir, lorsqu'il se change en radium C.

La courbe théorique relative au radium C seul coïncide si parfaitement avec la courbe 1, que je ne l'ai pas dessinée sur la figure.

14. Dans des expériences intéressantes, H. W. Schmidt[1] a montré que le radium B produit une faible ionisation. Il attribue l'ionisation à des rayons facilement absorbables, probablement des rayons β. L'ionisation produite par les rayons du radium B peut être mise très aisément en évidence, au moyen de l'appareil utilisé dans les expériences décrites plus haut. Dans un cas l'électrode A était rendue active exactement comme tout à l'heure, placée en position dans le tube B et les courants mesurés à la pression atmosphérique au lieu du vide, au moyen du quartz piézoélectrique. La colonne 3 du tableau III contient les résultats réduits à la même échelle que ceux de la colonne 2 pour $t = 70$. On voit que les nombres des deux colonnes ne concordent plus aux autres moments. En fait, les données de la colonne 3 représentent des points qui seraient bien plus voisins de la courbe théorique 3 (fig. 2) que de la courbe 1. Ceci ne peut être dû qu'à l'effet d'ionisation du radium B, et nous indique que, jusqu'à $\frac{1}{2}$ mm de la surface, les rayons du radium B produisent une ionisation comparable à celle qu'y donnent les rayons du radium C. Cette ionisation considérable pourrait s'expliquer en admettant que le radium B donne des rayons α ayant une vitesse juste supérieure à la vitesse critique nécessaire à la production des ions, une telle hypothèse n'est pas absolument nécessitée par les faits et contredirait certains résultats obtenus par Bronson[1].

1. H. W. Schmidt. *Phys. Zeitschr.* 6-897 905 1905.

Tableau III

Temps t en min	Courant dans le premier condensateur	Courant dans le petit tube
10	3,01	4,15
12	2,97	
15	2,91	7,84
17	2,86	
20	2,85	5,55
25	2,76	3,50
30	2,54	3,09
35	2,58	2,89
40	2,26	2,64
45	2,04	»
50	2,01	2,11
55	1,85	»
60	1,70	1,80
65	1,58	1,59
70	1,42	1,42
75	1,31	»

15. Pour déterminer la vitesse avec laquelle les centres électrisés sont émis par les surfaces métalliques, on plaça l'électrode et le tube de laiton entre les pôles d'un électro-aimant, et on produisit un champ magnétique de 996 unités parallèlement à leur axe commun. On mesura les courants alternativement avec et sans le champ, de manière à tenir compte de leur décroissement pendant les expériences. Les mesures montrèrent que les courants positifs et négatifs sont diminués l'un et l'autre ainsi que leur demi-somme algébrique par le champ magnétique. D'après la formule bien connue qui donne le rayon R du cylindre sur lequel s'enroule la trajectoire d'une particule β dans un champ magnétique H, on a :

$$R = \frac{m}{e}\frac{u}{H}$$

où u est la composante de la vitesse normale au champ, m la masse, e la charge de la particule. Si quelques-unes des particules projetées par une des surfaces ont des vitesses assez faibles pour que R soit plus petit que la demi-distance à l'autre surface, $0^{mm},22$, elles n'atteindront pas cette surface. De plus certaines, particules pour lesquelles R est plus grand que cette valeur, seront arrêtées également par le champ. En admettant que le rapport $\frac{e}{m}$ pour les porteurs de l'électricité a la valeur correspondant aux électrons : $1,82 \times 10^7$, la vitesse pour laquelle $R = 0,022$ cm est :

$$u = HR\frac{e}{m} = 4 \cdot 10^{8}.$$

1. Bronson. *Phil. Mag.* 6 806 812 1906.

[illegible] considérable [illegible] vitesse inférieure [illegible].

16. [illegible] la force électro-[illegible] fut étudié également : [illegible] une série d'expériences, alternativement avec 1,5 volt, et des voltages [illegible] montrèrent que les cou-[illegible] sont tous deux augmentés considérablement par un accroissement du champ [illegible] jusqu'à 40 volts, leur demi-somme algébrique est diminuée. Ces résultats peuvent s'expliquer en admettant que le courant est transporté [illegible] par les surfaces. Un champ électrique entre les conducteurs en arrête quelques-unes. Pour calculer la vitesse de celles que 40 volts arrêteraient nous avons l'équation.

$$\frac{1}{2} m u^2 = 40 \times 10^8 \times e$$

D'où

$$u = 3,8 \times 10^8$$

On en conclut, comme tout à l'heure, qu'un grand nombre des électrons doivent être projetés avec une composante de la vitesse perpendiculaire à la surface voisine de 4×10^8 ou plus faible.

17. La combinaison des champs électrique et magnétique nous permettrait de calculer les valeurs de $\frac{e}{m}$ et de u ; mais, étant données la complexité des rayons et la difficulté d'établir exactement combien de particules ont des vitesses inférieures à une certaine limite, de telles évaluations n'auraient pas grande portée. Cependant l'expérience montre que l'ordre de grandeur des effets est celui qu'on aurait si le courant était transporté par des corpuscules β dont un nombre considérable aurait une vitesse voisine de 4×10^8 ou plus faible.

18. Des expériences furent faites pour mesurer le rapport entre les charges transportées par les rayons de la radioactivité induite et le nombre maximum d'ions que la même radioactivité induite peut produire dans l'air lorsque tous les rayons positifs sont absorbés dans l'air. Comme le dernier est plusieurs milliers de fois plus grand que l'autre, il vaut mieux faire la mesure de ce rapport en deux parties. D'abord, l'électrode A étant dans le tube B, on mesura le rapport entre le courant à la pression atmosphérique et celui qui passe dans le vide produit par l'air liquide ; ensuite, on mesura, avec une quantité plus faible de radioactivité induite, le rapport du courant qui s'établit entre l'électrode et le tube, à celui qu'on obtient lorsque l'électrode forme l'armature interne d'un grand condensateur, toujours à la pression atmosphérique. Le produit des deux rapports est le rapport [illegible].

19. [illegible] la première partie de la mesure, l'électrode de laiton, rendue radioactive comme tout à l'heure, était mise à sa place dans le tube B, et le courant mesuré à la pression atmosphérique au moyen du quartz piézoélectrique. Ensuite le tube était vidé rapidement en mettant en communication avec un réservoir contenant du charbon refroidi à la température de l'air liquide, et on mesurait de nouveau le courant. Dans les deux cas la force électro-motrice était de 2,2 volts (c'est-à-dire 50 volts par centimètre), et donnait le courant de saturation dans le premier cas.

Les données se trouvent sur le tableau IV. En faisant la correction relative au décroissement de l'activité, nous trouvons pour le rapport du courant dans l'air au courant dans le vide : 61 pour $t = 13$, 69 pour $t = 64$. D'autres expériences donnèrent des valeurs comprises entre 66 à 70, 60 à 70 minutes après que l'électrode eût été retirée de l'émanation. Si on fait la mesure plus tôt, ce rapport est plus petit, et ceci est dû au fait qu'il y a alors proportionnellement plus de radium B sur l'électrode.

Tableau IV.

Temps	Courant positif	
10	52,5	Pression atmosphérique
11	51,5	
13	0,82	Vide de l'air liquide
14	0,78	
60	24,0	Pression atmosphérique
62	23,1	
64	0,322	Vide de l'air liquide.

20. Pour mesurer le rapport du courant dans le tube B à la pression atmosphérique, au courant de saturation qu'on obtient lorsque tous les rayons α produisent des ions dans l'air, on construisit un grand condensateur cylindrique de 19,8 centimètres de long et 17,9 centimètres de diamètre. Une tige de laiton convenablement isolée maintenait l'électrode A au centre du condensateur, et en même temps permettait de la mettre en communication avec l'électromètre. On mit sur A une quantité de radioactivité induite bien plus faible qu'auparavant et on mesura le courant d'abord dans le petit tube, puis dans le grand condensateur et ainsi de suite. Une série de mesures est donnée dans le tableau V. En faisant la

Tableau V.

Temps t	Courant positif	Électrode
55	9,45	Dans le tube
62	425,00	Dans le condensateur
65	425,00	
70	7,00	Dans le tube
71	6,95	

correction relative à la diminution de l'activité, le rapport des deux courants au temps $t = 62$ minutes est de 52,4 (les valeurs du courant dans la table sont déjà corrigées relativement à une faible ionisation présente dans le condensateur avant la mise en place de A).

21. En combinant ce résultat avec celui du paragraphe précédent, nous trouvons que le courant de saturation obtenu dans l'air quand les rayons produisent tous les ions qu'ils sont capables de donner est 5600 fois plus grand que le courant positif produit par la même activité dans le tube B pour le vide obtenu par l'air liquide. Dans ces expériences on avait pris la précaution de frotter au papier émeri l'extrémité de l'électrode A de manière à enlever l'activité induite qui s'y était déposée.

22. La quantité totale d'électricité négative émise en une seconde dans le vide par l'électrode A est au moins égale à la demi-somme algébrique des courants positif et négatif et est probablement plus grande que le courant positif lui-même. Le rapport du courant positif à la demi-somme algébrique est (pour 2,2 volts) 2,5 pour le laiton. Par conséquent, la quantité d'électricité négative que perd l'électrode en une seconde est au moins égale à $\frac{1}{5600 \times 2,5} = \frac{1}{9000}$ du courant d'ionisation que peuvent produire les rayons α émis par la radioactivité induite. Rutherford[1] a trouvé que chaque particule α projetée par le radium produit 86 000 ions. En admettant que chaque particule α du radium C produit un nombre d'ions proportionnel à son chemin de libre parcours et à l'excès de son énergie sur la valeur critique, c'est-à-dire environ 180 000 ions, on peut conclure que à chaque particule α émise par le radium C correspondent au moins 20 et probablement plus de 50 électrons projetés par la surface active.

23. *Conclusions.* — *a*) Une pièce de métal, rendue radioactive par immersion dans l'émanation du radium, émet des quantités considérables d'électricité négative; les courbes de décroissement de la vitesse de décharge en fonction du temps montrent que le radium B en se transformant en radium C émet autant d'électricité négative que le radium C pendant sa transformation en radium D.

b) Un champ magnétique parallèle aux surfaces actives arrête une partie de l'électricité émise; un champ électrique perpendiculaire à la surface fait varier également la vitesse de décharge; la grandeur des effets électrique et magnétique est à peu près celle qu'on pourrait prévoir si les charges étaient portées par des électrons, dont une fraction considérable aurait une vitesse telle que sa composante perpendiculaire à la surface active soit voisine de 4×10^8 cm/sec ou inférieure.

c) La quantité totale d'électricité négative émise en une seconde par une surface de laiton active est au moins égale au $\frac{1}{9000}$ et probablement supérieure au $\frac{1}{5600}$ du courant d'ionisation que peut donner l'activité induite, lorsque les rayons α du radium C sont complètement absorbés par l'air et produisent leur ionisation maximum; c'est-à-dire que le nombre d'ions produit par les rayons α dans l'air est inférieur à 9000 fois et probablement inférieur à 3600 fois le nombre des corpuscules β émis par l'électrode pendant le même temps. Si l'on admet que chaque particule α du radium C peut produire 180 000 ions, ce résultat signifie qu'à chaque particule α émise par le radium C situé sur une électrode en laiton correspondent au moins 20 et probablement plus de 50 électrons projetés par la surface active.

d) Le nombre des ions produit par le radium B dans l'air à la pression atmosphérique, au voisinage de la surface active (c'est-à-dire jusqu'à $\frac{1}{2}$ millimètre de distance), est comparable au nombre d'ions produits dans le même espace par le radium C.

Reçu le 25 février 1908.

Sur les courbes de radioactivité induite

obtenues par MM. Sarazin et Tommasina

Par Jacques DANNE

[Faculté des Sciences de Paris. Laboratoire de Mme Curie.]

Dans un récent travail[2], MM. Sarazin et Tommasina ont étudié la loi de désactivation de corps activés par l'émanation du radium. Les corps employés sont des fils métalliques nus ou recouverts d'un isolant tel que le caoutchouc ou la paraffine, qu'on active sous charge positive ou négative ou sans charge. Le fil enroulé en spirale est disposé à une certaine distance du cy-

1. Rutherford. *Radioactivity*, 454.
2. *C. R.*, **145**-726-1907. *Archives des Sciences Phys. et Nat.* **24**-1-1907.

[illegible] d'Elster et Geitel. On [illegible] métallique entre ce [illegible] Les mesures se font en donnant [illegible] une charge positive [illegible] Si l'on construit une [illegible] les temps et en ordonnées les logarithmes de l'intensité du courant, on constate en général que la courbe reliant les points obtenus avec une charge d'un signe donné n'est pas la même que celle obtenue avec la charge de signe contraire. Par exemple, la courbe positive (électroscope chargé positivement) se place au-dessus de la courbe négative (électroscope chargé négativement) : la valeur du courant est plus grande pour une charge [illegible] que pour une charge négative.

Les résultats obtenus sont d'ailleurs très complexes : on peut les résumer de la façon suivante :

1° Les corps recouverts d'un diélectrique puis activés sous potentiel élevé positif ou négatif donnent pendant les premiers temps de la désactivation deux courbes d'allures très différentes qui correspondent respectivement à une charge positive et à une charge négative de l'électroscope. Par exemple si le corps est activé sous charge négative, il donne au commencement deux courbes dont la positive, d'abord très basse, monte rapidement jusqu'à rejoindre la négative pour la suivre ensuite dans sa chute régulière.

2° L'interposition d'une toile métallique entre le fil nu ou recouvert d'un isolant, activé sans charge ou sous potentiel positif ou négatif, donne deux courbes distinctes correspondant respectivement à une charge positive et à une charge négative de l'électroscope.

Le fait de charger positivement ou négativement l'électroscope ne peut modifier en aucune façon la loi de désactivation des corps activés ; il faut donc rechercher l'explication de ces expériences dans d'autres phénomènes.

J'ai effectué un certain nombre d'expériences dont les résultats prouvent que, dans les deux cas, les phénomènes observés par MM. Sarazin et Tommasina peuvent facilement s'expliquer en considérant la distribution du champ dans les différentes parties de l'appareil de mesure.

I. — *Cas de corps recouverts d'un diélectrique.*

J'ai utilisé une lame de cuivre recouverte à chaud d'une mince couche de paraffine. La lame est activée [illegible] pendant des temps variables par une quantité déterminée d'émanation du radium. Les déterminations sont faites au moyen d'un électroscope [illegible] qu'on peut charger alternativement à un même potentiel positif ou négatif par une batterie de [illegible] Le plateau inférieur relié au sol, supporte la lame activée, l'autre plateau isolé est en communication permanente avec la feuille d'or.

Dans une première expérience, la lame est activée pendant 20 heures sous un potentiel négatif de 900 volts par l'émanation de 0 gr. 0004 de bromure de radium pur accumulée pendant 24 heures. On observe ensuite la loi de désactivation pour des charges positives ou négatives de l'électroscope. Les résultats de cette expérience sont représentés sur la

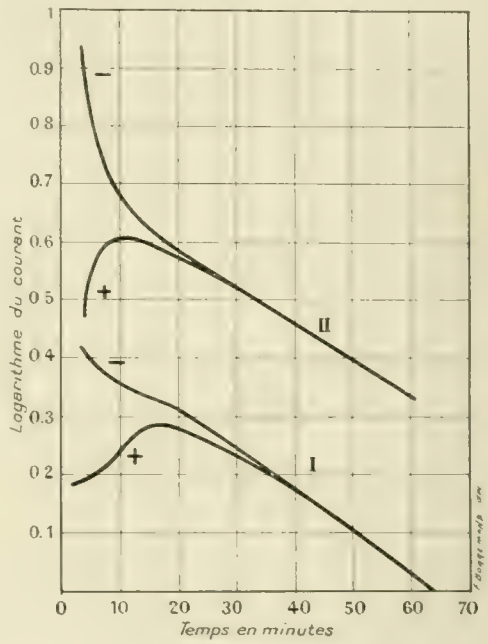


Fig. 1.

figure 1 courbe I. En abscisses on a porté les temps, en ordonnées les logarithmes de l'intensité du rayonnement. Pendant les premiers moments de la désactivation (30 minutes) les deux courbes sont nettement séparées, la branche supérieure correspond à une charge négative de l'électroscope, la branche inférieure à une charge positive.

Dans une autre expérience la lame recouverte de paraffine est activée pendant 15 heures à un potentiel négatif plus élevé (1800 volts) et par une quantité d'émanation plus faible (émanation de 0 gr. 0004 de bromure de radium pur accumulée pendant 30 minutes). La courbe II de la figure 1 est la représentation graphique des observations. — Le résultat est analogue au précédent ; toutefois, la dissymétrie pour les deux sens du champ est plus nettement marquée dans ce cas.

Ces résultats sont conformes à ceux obtenus par MM. Sarazin et Tommasina.

J'ai pensé qu'on pouvait expliquer ces résultats de la façon suivante : l'émanation crée dans le gaz des ions des deux signes. Sous l'influence du champ établi

pendant l'activation, les ions d'un signe s'accumulent sur le diélectrique. Pendant la désactivation les charges accumulées peuvent se libérer et modifier la valeur du courant mesuré.

Dans le but de vérifier cette hypothèse j'ai fait l'expérience suivante : une lame de cuivre recouverte d'une mince couche de paraffine est placée à une distance de 1 centimètre au-dessus d'un plateau qui porte une lame recouverte de polonium. La lame supérieure est portée à un potentiel négatif de 900 volts ; la lame inférieure est reliée au sol.

Trois heures après, on constate que la lame recouverte de paraffine est chargée positivement. Abandonnée à elle-même la lame perd peu à peu ses charges ; après quatre heures elle est encore chargée d'une façon notable. On peut chercher comment s'effectue le départ des charges sous l'influence du champ. — Une lame préparée dans les conditions précédentes est placée dans un condensateur à plateaux dont l'un des plateaux, celui qui porte la lame, est relié à une batterie de petits accumulateurs et dont l'autre est relié à un dispositif (électromètre et quartz piézo-électrique) permettant de mesurer le courant dans le condensateur. Si le plateau inférieur est chargé négativement (900 volts) le courant est très faible et constant ; il est de l'ordre de grandeur de la radioactivité propre du condensateur. Si le plateau est chargé positivement le courant prend une valeur importante mais qui décroît peu à peu en fonction du temps, suivant une loi assez régulière. La fig. 2 représente les valeurs du courant en fonction du temps pour une telle lame.

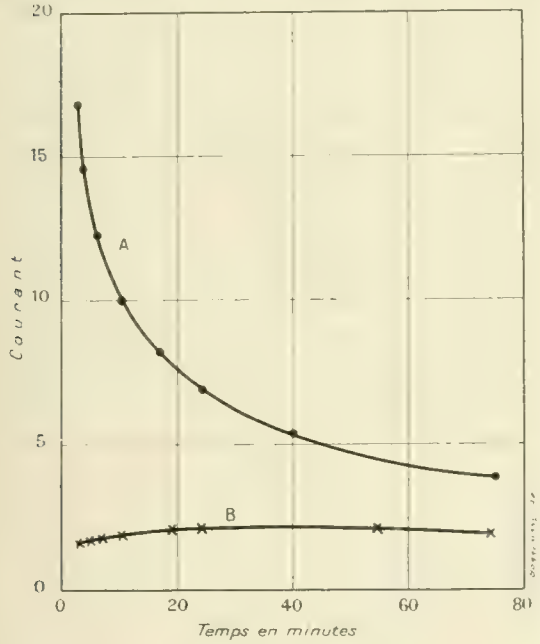


Fig. 2.

On imagine facilement l'explication de ces résultats. La charge positive prise par la lame paraffinée est due à des ions positifs qui sous l'influence du champ établi pendant l'activation sont venus se fixer sur la paraffine. Soustraite à l'action du polonium, la paraffine peut perdre peu à peu ses charges par conductibilité superficielle ou par toute autre action extérieure. Soumises à un champ de même sens que le champ établi pendant l'activation, les charges tendent à rester fixées sur la paraffine. Soumises à un champ de sens inverse, ces charges sont extraites de la paraffine, leur débit diminue alors rapidement en fonction du temps.

Il résulte de cette expérience que pour un sens déterminé du champ la disparition des charges positives en fonction du temps simule un phénomène de radioactivité induite. Cependant il y a une différence fondamentale entre la radioactivité induite et les phénomènes de disparition des charges prises par les diélectriques sous des influences variées. Un phénomène de désactivation est caractérisé par une loi invariable identique pour les deux sens du champ. Un phénomène de décharge d'un diélectrique chargé est essentiellement variable avec les conditions extérieures et la décharge n'a lieu que pour un sens déterminé du champ.

Si l'on se reporte aux phénomènes de désactivation des corps recouverts d'un diélectrique et activés sous potentiel élevé, on se rend compte que les effets dus à la charge se superposent à ceux dus à la radioactivité induite. Pendant la désactivation de la lame activée un seul sens du champ favorise le départ des charges et c'est pour ce sens que le courant est maximum. Pour le champ de sens inverse, le courant est très faible au début ; en effet les charges réparties sur le diélectrique tendent à annuler le champ dans le condensateur. A mesure que ces charges disparaissent, le courant augmente de valeur jusqu'à ce que toutes ces charges soient dissipées. A ce moment la courbe rejoint la courbe obtenue avec le champ de sens inverse. Les deux courbes se superposent alors pendant la fin de la désactivation.

La différence entre les deux branches du début est d'autant plus marquée que la radioactivité induite est faible par rapport au phénomène de charge. Une activation longue, sous potentiel élevé, est favorable pour obtenir deux branches nettement séparées.

II. — *Cas des toiles métalliques.*

Dans ces expériences j'ai utilisé un dispositif analogue à celui employé par MM. Sarazin et Tommasina, en substituant toutefois à l'électroscope de mesure une méthode électrométrique avec quartz piézo-électrique.

Le dispositif (fig. 3) comprend un condensateur à plateaux dont le plateau supérieur A est relié à l'un des secteurs d'un électromètre à quadrants et dont le plateau inférieur B, relié à une batterie de petits

accumulateurs, supporte un cylindre métallique C sur le pied est tendue une toile métallique T. On place la substance radioactive à l'intérieur du cylindre, sous la toile métallique en P. Une clef d'inversion K permet de relier le plateau B au pôle positif ou au pôle négatif de la batterie. On mesure le courant entre le plateau A et la toile métallique.

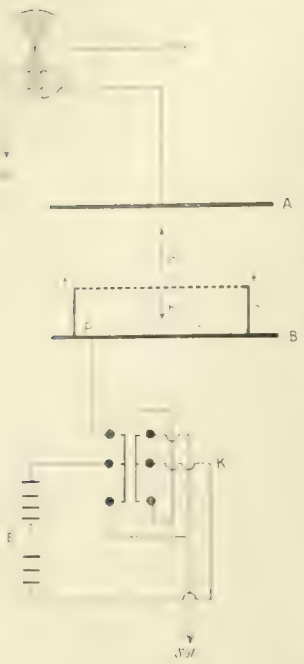


Fig. 3.

Si l'on place en P une lame métallique radioactivée, et qu'on détermine la loi de désactivation pour chacun des deux sens du champ H, on obtient deux courbes d'aspect identique, mais dont l'une est surélevée par rapport à l'autre. Ces résultats sont en accord avec les observations de MM. Sarazin et Tommasina.

La fig. 4 représente une des expériences. La toile

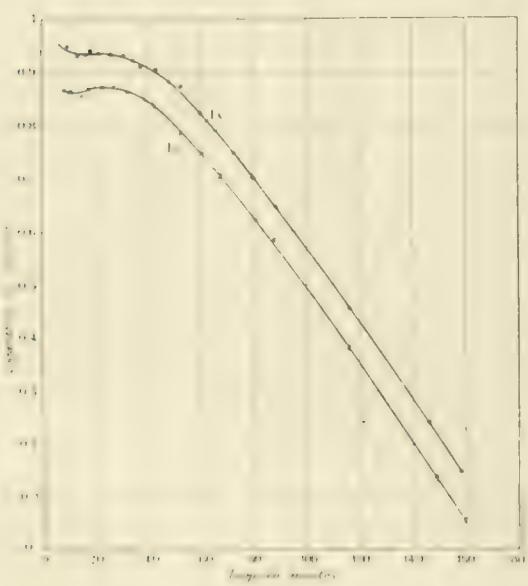


Fig. 4.

métallique est en fil de fer galvanisé dont la maille a 2 millimètres. La lame activée P, en cuivre rouge,

est placée à 3,6 cm de la toile métallique. — Dans ces conditions la courbe supérieure I_A correspond à une charge négative du plateau B et la courbe inférieure à une charge positive. Il existe une dissymétrie dans la valeur des courants correspondant à chacun des deux sens du champ H.

Dans une autre série d'expériences, j'ai substitué, à la lame de cuivre activée, une lame recouverte de polonium. — J'ai constaté qu'il existe également dans ce cas une dissymétrie du courant pour les deux sens du champ H. — J'ai vérifié que la grandeur de cette dissymétrie, ainsi que le sens du champ H pour lequel se produit le courant maximum, dépend de la nature des métaux constituant la substance active et la toile métallique.

Les expériences que j'ai faites à ce sujet montrent que les phénomènes observés dans ces conditions sont attribuables à un entraînement des ions d'un signe au travers des mailles de la toile métallique. Cet entraînement est provoqué par un champ local h entre la substance active et la toile métallique. Ce champ h est dû à une force électromotrice de contact entre la substance activée et la toile métallique.

Si la substance active est une lame de polonium et si l'on fait varier la nature de la toile métallique, le courant maximum a lieu pour un sens déterminé du champ H. Par exemple avec une toile de cuivre ou de fer il est maximum lorsque la toile est chargée positivement; au contraire pour une toile en fil de fer galvanisé il est maximum lorsque la toile est chargée négativement.

On constate d'ailleurs que le courant ne prend pas instantanément une valeur fixe; il augmente peu à peu. Le temps nécessaire pour que le régime soit établi dépend de la distance du polonium à la toile métallique et du sens du champ H.

D'autre part si l'on appelle Δ la différence relative des courants par les deux sens du champ H, telle que

$$\Delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}}$$

on trouve que ces différences croissent avec la distance du polonium à la toile métallique. Dans le tableau suivant on a indiqué les valeurs de Δ pour une toile en fer dont la maille a 4 mm.

Distance du polonium à la toile en cm	Valeur de Δ
1,2	0,054
1,6	0,056
2	0,076
2,4	0,097
3	0,107
3,4	0,27
3,8	0,75
4,2	0,84
4,6	0,87

J'ai cherché si la dissymétrie subsiste lorsqu'on superpose au champ h entre le polonium et la toile métallique un champ de sens inverse au champ H. Dans ce but j'ai modifié le dispositif précédent de la façon suivante : le cylindre qui supporte la toile métallique est isolé du plateau inférieur par de petites cales en ébonite. Ce plateau est relié en permanence au sol et la toile est reliée à la batterie. Le champ entre la toile et le plateau supérieur est toujours de sens inverse au champ qui existe entre la toile et le plateau inférieur, quel que soit d'ailleurs le signe de charge de la toile.

Dans ces conditions on supprime toute dissymétrie du courant. Le courant prend d'ailleurs instantanément une valeur fixe. Cette expérience montre que la dissymétrie est due à une action locale entre le polonium et la toile métallique.

On peut par exemple supposer qu'il existe entre le polonium et la toile métallique une F. E. M. de contact qui crée le champ h à l'intérieur du cylindre. Les ions formés par le polonium et qui remplissent le cylindre sont soumis à ce champ, dont l'intensité et le sens provoquent le mouvement des ions d'un signe vers la toile métallique. Si le champ H est de même sens que le champ h, les ions passent librement au delà de la toile et tendent à augmenter l'intensité du courant mesuré. Si, au contraire, le champ H est de sens inverse au champ h, les ions sont immédiatement absorbés par la toile, le courant dans le condensateur est alors plus petit que dans le cas précédent.

Quand on éloigne le polonium de la toile métallique, on augmente la proportion des ions qui peuvent être projetés dans le condensateur. On constate que les ions sont encore projetés dans le condensateur quand la distance du polonium à la toile est égale et même supérieure au parcours des rayons α du polonium. On peut même remarquer sur le tableau précédent que la proportion du courant due aux ions projetés augmente quand on éloigne le polonium du condensateur.

J'ai déterminé grossièrement la force électromotrice de contact existant entre le polonium et différentes toiles métalliques; j'ai trouvé par exemple :

Substances	Volt
Po — toile de fer	+ 0.12
Po — toile de cuivre rouge	0.06
Po — toile de zinc	+ 0.17
Cuivre rouge activé — toile de zinc . .	— 0.88

J'ai vérifié qu'en appliquant une force électromotrice même faible (2 volts) de sens inverse à la force électromotrice de contact on supprimait également la dissymétrie.

Ces résultats permettent d'interpréter les expériences citées plus haut : ainsi dans le cas du groupe Po.-toile de zinc, le sens du champ h est tel que les ions sont entraînés vers la toile métallique. Si le champ H est de même sens que h, les ions pénètrent librement, s'il est de sens inverse ils sont immédiatement absorbés par la toile.

Dans le cas de la lame activée, le champ h entre le cuivre et le zinc est dirigé du zinc au cuivre, les ions négatifs seuls peuvent aller vers la toile. Le courant est maximum lorsque ces ions peuvent passer librement au travers de la toile, c'est-à-dire lorsque le champ est dirigé du plateau A vers la toile. C'est ce que l'expérience confirme. J'ai vérifié qu'en mettant entre la toile et la lame activée un champ de sens

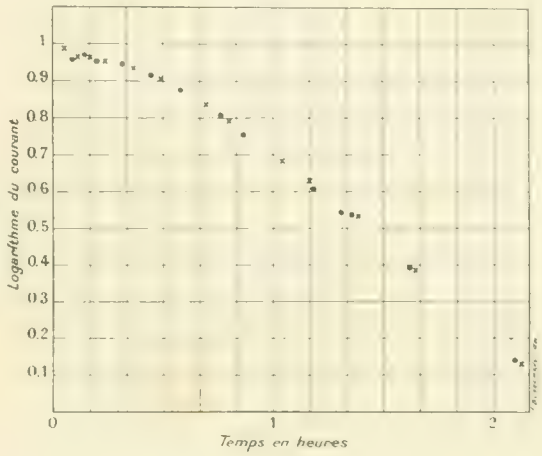


Fig. 5.

inverse au champ H on obtient une courbe de désactivation unique, quel que soit le sens du champ H. La fig. 5 représente une telle expérience. Les points correspondent à une charge négative, les croix à une charge positive.

MM. Sarazin et Tommasina ont indiqué différents résultats obtenus en utilisant des corps recouverts d'un diélectrique activés sous charge positive ou négative dont ils étudiaient la loi de désactivation au travers de toiles métalliques. Les phénomènes observés s'interprètent facilement au moyen des observations précédentes.

Ces expériences ont été effectuées au laboratoire de Mme Curie. Je suis heureux de remercier ici Mme Curie ainsi que M. Debierne pour l'intérêt bienveillant qu'ils ont porté à mon travail.

Reçu le 25 février 1908.

Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière[1]

Par J. A. CROWTHER

[illegible] Jeans College, Cambridge, Laboratoire de M. J. J. Thomson

Introduction.

L'absorption des rayons β des substances radioactives pendant leur passage à travers la matière a, à plusieurs reprises, attiré vivement l'attention de certains physiciens. Strutt[2], par exemple, fit quelques observations sur l'absorption des rayons β du radium par des feuilles minces de diverses substances, et, plus tard, Rutherford[3] fit des expériences analogues sur les rayons β de l'uranium. Enfin, l'auteur du présent travail fit une étude complète du sujet[4], en mesurant l'absorption des rayons β de l'uranium pour presque tous les éléments usuels et de nombreux composés. Les résultats obtenus peuvent être résumés rapidement comme il suit :

I. L'absorption par une substance donnée peut être représentée par l'équation :

$$I = I_0 \, [illegible] \, d,$$

où I_0 est l'intensité initiale de la radiation β, I l'intensité après le passage à travers une lame de la substance d'épaisseur d, et λ le coefficient d'absorption.

II. Si ρ est la densité de la substance absorbante, $\frac{\lambda}{\rho}$ est, pour les éléments, une fonction périodique du poids atomique, les périodes correspondant exactement à celles de la classification chimique.

III. La valeur du rapport $\frac{\lambda}{\rho}$ est une propriété atomique additive, qui dépend seulement de la nature de l'atome et non de son état de combinaison chimique.

Les méthodes utilisées dans toutes ces expériences étaient, en principe, identiques. On préparait une couche uniforme de la substance radioactive, que l'on couvrait d'une épaisseur suffisante de feuilles d'aluminium pour arrêter complètement les rayons α. On plaçait ensuite directement sur la lame radioactive des feuilles de différentes substances et d'épaisseur variée, et l'on mesurait par une méthode appropriée la diminution de l'ionisation dans une chambre d'ionisation placée directement au-dessus. Les rayons incidents pénètrent dans la lame absorbante sous un angle solide de 180°, tandis que les rayons émergents soumis à la mesure sont contenus dans un cône dont l'angle dépend de la position et de la forme de la chambre d'ionisation, mais était toujours grand. Dans les expériences de Rutherford, tous les rayons émergents, surtout l'angle solide de 180°, entraient dans la chambre d'ionisation. Dans celles de l'auteur du présent travail l'angle était d'environ 90°. Les résultats obtenus dans les deux cas furent pratiquement identiques. On peut dire que cette méthode mesure l'absorption des rayons β par la plaque absorbante, car elle mesure en fait l'énergie perdue par le flux de corpuscules β dans leur passage au travers, sous les conditions de l'expérience, si l'on suppose que l'ionisation produite est une mesure de l'énergie des rayons. Si la vitesse des rayons varie d'une façon appréciable pendant le passage à travers la matière, cette dernière hypothèse n'est pas correcte, car le pouvoir ionisant des rayons dépend de leur vitesse aussi bien que de leur énergie.

Schmidt[1] cependant, qui a récemment fait des expériences directes sur ce point, n'a pu déceler aucune variation de la vitesse des rayons β, après leur passage à travers une feuille mince d'aluminium, et ses expériences sont confirmées par celles de Lenard qui obtient un résultat identique pour les rayons cathodiques.

Indépendamment de l'absorption mesurée par ces méthodes, il y a une autre quantité importante dans la théorie du passage des rayons β à travers la matière ; c'est la dispersion du faisceau primaire pendant son passage à travers la substance. Les corpuscules β du faisceau incident, étant donnée leur grande vitesse, sont capables de pénétrer dans l'atome, et peuvent par conséquent entrer en collision avec les électrons négatifs qu'il contient. A chaque collision le corpuscule en mouvement sera plus ou moins dévié de sa trajectoire primitive, la grandeur de la déviation dépendant de sa vitesse et des conditions du choc. C'est ainsi qu'un faisceau incident, primitivement parallèle, sera dispersé ou diffusé, pendant son pas-

1. [illegible] 61 [illegible]
2. [illegible]
3. [illegible]
4. [illegible] 1906 [illegible]

1. H. W. Schmidt, *Phys. Zeit.*, juin 1907. Cf. *Le Radium*, 289, 1907.

sage à travers la matière. Certains des corpuscules β incidents peuvent, en fait, après un ou plusieurs chocs, être déviés de plus de 90° et, émergeant de nouveau du côté de la lame où ils sont entrés, apparaître comme des rayons réfléchis. La dispersion peut être définie et mesurée comme il suit :

Soit ABCD (fig. 1) un faisceau mince de rayons β parallèles, et soit I_0 l'intensité de la radiation β qui traverse la section CD du faisceau, dans une direction parallèle aux rayons. Supposons maintenant qu'on introduise une lame mince de substance absorbante sur le trajet des rayons en XY. Par suite des chocs des corpuscules β des rayons sur les corpuscules du milieu absorbant, les rayons seront plus ou moins diffusés et infléchis en dehors de leur direction primitive. Soit I l'intensité des rayons parallèles au faisceau primitif qui traverse la même surface CD, après l'introduction de la lame absorbante en XY.

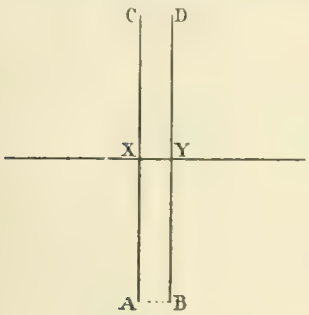


Fig. 1.

Alors $\frac{I}{I_0}$ donnera une mesure de la dispersion subie par le faisceau incident pendant son passage à travers la lame absorbante.

Une analogie optique peut rendre l'idée un peu plus claire. Supposons que ABCD soit un faisceau de lumière parallèle, et qu'on introduise en XY à la place du milieu absorbant une lame de verre dépoli. Le verre dépoli diffusera ou dispersera les rayons, et le rapport de l'intensité de la lumière qui traverse une petite section CD du faisceau primitif, à l'intensité primitive en CD, donnera une mesure de la dispersion produite par le verre. Si au contraire, au lieu de mesurer la quantité d'énergie qui passe à travers la petite surface CD, nous mesurions la quantité totale de lumière qui sort de la face supérieure de la lame de verre dépoli, nous aurions une mesure de la quantité d'énergie lumineuse absorbée par le verre et les deux résultats seraient en général très différents.

Le premier correspond à ce que nous avons appelé la « dispersion » des rayons β, et le second à « l'absorption ».

M. Clelland a récemment mesuré l'absorption des rayons β du radium, en laissant tomber un faisceau à peu près parallèle sur une lame métallique, sous une incidence normale, et en mesurant la quantité totale de rayons qui émerge de la face postérieure de la lame. Les résultats sont très sensiblement les mêmes que ceux obtenus par les méthodes antérieures. Comme tous les rayons émergents sont soumis à la mesure dans cette méthode, elle donne, comme les autres, l'absorption et non la dispersion des rayons.

Dispositif expérimental.

Il fut donc décidé d'entreprendre une série de mesures sur la dispersion des rayons β par la méthode esquissée plus haut. Il est naturellement impossible d'obtenir un faisceau absolument parallèle de rayons β. Si cependant la couche de matière radioactives se trouve en AB (fig. 1) nous pouvons, en limitant les rayons par un tube métallique ABXY, à parois suffisamment épaisses pour être impénétrables aux rayons β, obtenir un faisceau qui se rapproche de notre faisceau théorique d'autant plus exactement que nous augmentons le rapport de la longueur (AX) au diamètre (XY). Dans les expériences actuelles le diamètre XY était plutôt inférieur à 0,5 cent. ; la longueur AX était de 3 centimètres et le plus grand angle possible des rayons avec la normale était d'environ 9 degrés. Les rayons émergeant de la lame absorbante XY étaient limités par un tube identique, de sorte que les rayons sortaient de la lame pour aller dans la chambre d'ionisation exactement sous le même angle que le faisceau primaire tombait sur la lame.

L'uranium fut choisi comme source de rayons β.

L'activité intense du radium l'aurait rendu extrêmement précieux pour les présentes expériences et aurait permis de faire les mesures avec la plus grande facilité. Malheureusement les rayons β du radium sont extrêmement complexes ; ils consistent en rayons dont la vitesse varie depuis la vitesse de la lumière presque, jusqu'à moins d'un dixième de sa valeur. Comme l'absorption varie très rapidement avec la vitesse des rayons, il devient très difficile et incertain d'interpréter les résultats obtenus avec un faisceau aussi hétérogène.

D'autre part, l'uranium donne un faisceau homogène de rayons β, qui se meuvent d'après les mesures de Becquerel, avec une vitesse d'à peu près $1{,}6 \times 10^{10} \frac{cm}{sec}$, c'est-à-dire environ 55 pour 100 de la vitesse de la lumière. Par conséquent les résultats obtenus au moyen des rayons de l'uranium se rapportent à des corpuscules β animés d'une vitesse définie, et sont théoriquement bien plus simples que les mesures obtenues par les rayons du radium.

Malheureusement la quantité de radiation émise par l'uranium est rien moins que grande, et par suite les difficultés expérimentales auxquelles on fut conduit en en faisant usage furent considérables.

Cependant il y a tant d'avantages théoriques à avoir affaire à un faisceau homogène, qu'il fut décidé de se servir d'uranium et de compenser la petitesse des

[illegible] à mesurer [illegible] le dispositif expérimental.

La quantité [illegible] dans la chambre d'ionisation [illegible] de deux manières :

1° En [illegible] le faisceau un grand nombre de [illegible] côte, au lieu d'un [illegible].

2° [illegible] de rayonnement, de l'uranium X [illegible] constituant actif en rayons β de l'uranium. Dans des sels d'uranium ordinaires en équilibre radioactif, une grande proportion des rayons β émis par l'uranium X sont absorbés par le reste de l'uranium qui, n'émettant que des rayons [illegible] comme inactif à notre point de vue. [illegible] matière inactive, nous pouvons réduire beaucoup l'absorption qui a lieu dans la [illegible] radioactive, et par conséquent accroître considérablement la quantité de radiation qu'elle émet.

Ces méthodes furent utilisées toutes deux. Le système à canaliser les rayons (XV fig. 2) fut construit de la façon suivante : un grand nombre de tubes de

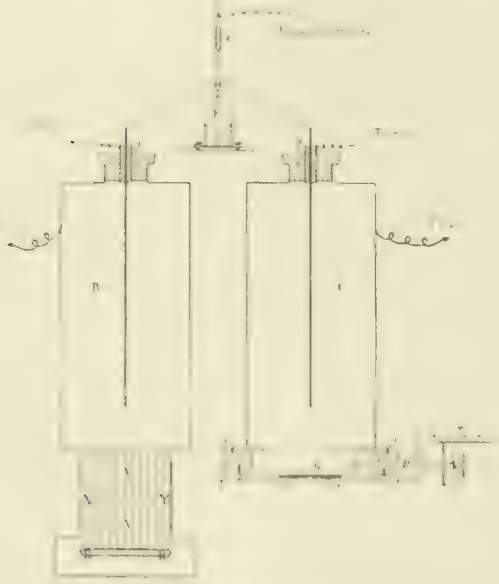


Fig. 2.

[illegible] chacun 0,5 cent. de diamètre et 6 cent. de long, furent soudés ensemble côte à côte, de manière à former un faisceau de tubes parallèles d'environ 6 cent. de diamètre. Ce faisceau fut ensuite scié par moitié perpendiculairement à sa longueur, ce qui donna deux systèmes de tubes parfaitement semblables. Ceux-ci furent alors montés l'un au-dessus de l'autre, comme le montre la figure 2 et exactement l'un en face de l'autre, de façon que chaque tube du faisceau supérieur fut dans le prolongement exact de l'un du faisceau inférieur ; un espace de 0,5 cent. fut laissé entre les deux pour l'introduction des [illegible] de matière absorbante. Avec ce dispositif, l'angle maximum sous lequel les rayons pouvaient tomber sur la substance absorbante, ou bien sous lequel ils pouvaient quitter la substance et entrer dans la chambre d'ionisation, était d'environ 9 degrés avec la normale.

Pour rendre compte de la difficulté des mesures par cette méthode, nous pouvons mentionner que l'introduction des tubes entre la couche de substance radioactive et la chambre d'ionisation réduit la quantité de radiation entrant dans la chambre à moins de 5 pour 100 de sa valeur primitive.

De nombreuses méthodes furent essayées pour la séparation de l'uranium X du complexe uranique, y compris la méthode de Levin par ébullition d'une solution de nitrate d'urane avec du noir animal et calcination après filtration et lavage, ainsi que celle de Schlundt et Moore[1] par précipitation dans divers solvants organiques au moyen de l'hydrate ferrique. La méthode qui donna entre mes mains les résultats les plus satisfaisants fut une extension du procédé primitif par lequel Sir W. Crookes isola d'abord la substance.

Une quantité considérable (environ 1/2 livre anglaise) de cristaux de nitrate d'uranium fut dissoute dans l'éther, dans un entonnoir bouché servant aux séparations, et la solution bien agitée. On laisse déposer et le liquide se sépare en deux couches, une couche inférieure aqueuse et une couche supérieure éthérée. La première contient une grande proportion de l'uranium X et est écoulée avec soin dans un vase à cristalliser. On ajoute environ 20 centimètres cubes d'eau à la solution éthérée restante, on agite bien, de façon à obtenir un mélange complet, on laisse alors déposer le mélange, la solution aqueuse se rassemble au fond, et on la sépare comme précédemment. On répète cette opération une troisième fois.

Pour contrôler le progrès de la séparation après chaque lavage, la solution éthérée fut évaporée à sec et on mesura son activité β. On trouva qu'après trois extractions par l'eau, le nitrate d'urane restant dans la solution éthérée était pratiquement inactif, du moins en ce qui concerne le rayonnement β.

Les trois portions extraites par l'eau furent mélangées et évaporées avec quelques gouttes d'acide nitrique jusqu'à cristallisation.

Les cristaux furent redissous dans une faible quantité d'éther, la solution obtenue placée dans un petit entonnoir à séparations fut traitée exactement comme la solution primitive.

Les portions extraites par l'eau furent de nouveau évaporées et le nitrate transformé en oxyde rouge par chauffage sur une flamme de bec Bunsen.

De cette manière, en partant d'une grande quantité de nitrate d'uranium, on obtint finalement quelques grammes d'une substance contenant presque toute

1. *Phil. Mag.*, 577, 1906.

l'activité en rayons β du nitrate d'uranium primitif.

L'oxyde pulvérisé fut étendu en une couche uniforme sur le fond d'une boîte en aluminium peu profonde, ayant exactement le diamètre du faisceau de tubes inférieur et recouvert d'un couvercle de feuille d'aluminium de 0,07 millimètres d'épaisseur, de manière à éliminer tous les rayons α. En répétant le fractionnement on aurait pu obtenir l'uranium X sous une forme encore plus pure. Cependant comme la quantité d'oxyde après la seconde purification était juste suffisante pour former une couche mince uniforme sur le fond de la boîte d'aluminium, il ne sembla pas désirable de pousser le fractionnement plus loin. Même augmentée de cette façon la quantité de rayonnement qui traversait les deux systèmes de tubes était si faible, qu'il fallut employer des dispositifs spéciaux pour la mesurer avec quelque précision.

La principale difficulté dans la mesure de quantités si faibles de rayonnement β ne consiste pas tant en la petitesse de l'ionisation produite que dans le fait que cette ionisation est de même ordre que l'ionisation spontanée dans la chambre utilisée. Un électroscope incliné de Wilson, réglé avec soin, est un instrument extraordinairement délicat pour déceler et mesurer des courants très faibles et peut être rendu assez sensible pour mesurer facilement l'ionisation spontanée dans un récipient clos, d'un litre de capacité par exemple, à quelques pour cent près.

Cependant, en faisant de telles mesures, j'ai toujours trouvé des difficultés extrêmes à obtenir des résultats constants. Des lectures successives différeront souvent de 20 pour 100 ou même plus dans des récipients plus petits, quoique, selon toutes les apparences, l'appareil fonctionne parfaitement. Que cet effet soit dû à des variations réelles dans l'ionisation de la chambre, ou qu'il soit dû à des irrégularités dans le fonctionnement de l'appareil, il existe toujours. Les divergences entre les différentes lectures deviennent d'autant moins appréciables que l'ionisation spontanée devient une partie moins importante de l'ionisation totale.

Cependant lorsque l'ionisation spontanée, comme dans les présentes expériences, est une fraction très appréciable de l'ionisation totale à mesurer, elles sont une source de difficultés considérables et une cause possible d'erreurs.

C'est pourquoi il fut décidé d'employer une méthode de compensation et les résultats furent tout à fait satisfaisants. On obtint non seulement une sensibilité supérieure, mais encore on élimina complètement les perturbations dont nous venons de parler. Les deux chambres furent faites exactement des mêmes grandeur, forme et matière, et l'ionisation spontanée y était presque la même. D'ailleurs la petite différence entre l'ionisation des deux récipients resta pratiquement constante (à part une petite variation diurne étudiée récemment par Campbell et Wood[1] et qui est tout juste perceptible) et l'équilibre put être obtenu avec précision et régularité.

Campbell[2] a décrit une méthode de compensation fondée sur la variation produite dans le courant qui traverse un récipient contenant de l'oxyde d'uranium, lorsque la pression varie. Cette méthode est très commode quand on s'en sert, comme l'a fait Campbell, pour mesurer des faibles variations dans un courant d'ionisation relativement grand. Mais elle n'est sensible qu'entre des limites étroites. C'est pourquoi elle était inutilisable pour les expériences actuelles.

Le principe adopté finalement fut le suivant : on fait une couche d'oxyde d'uranium d'environ 2 millimètres d'épaisseur et on la couvre d'une épaisseur suffisante d'aluminium pour arrêter les rayons α. On la place sous un écran assez épais pour arrêter tout le rayonnement β. On peut régler la quantité de rayonnement de la couche d'uranium qui pénètre dans la chambre d'ionisation placée au-dessus, en ouvrant ou en fermant l'écran de manière à découvrir une surface plus ou moins grande de la couche rayonnante. L'expérience montra que cette méthode est non seulement très commode, mais encore très précise. C'est pourquoi il peut être bon de décrire plus complètement l'appareil dont la coupe est représentée par la figure 2.

A, A′ sont les deux faisceaux de tubes qui ont déjà été décrits. L'uranium X forme une couche mince sur le fond de la boîte d'aluminium peu profonde RR, et est recouvert d'une feuille d'aluminium qui arrête les rayons α. Les lames de substance absorbante sont placées en XY. Les rayons passent à travers A′ dans la chambre d'ionisation B.

B, C sont deux chambres d'ionisation cylindriques de dimensions et de construction identiques. Elles sont fermées en bas par des feuilles d'aluminium. Les électrodes centrales constituées par des fils passent à travers des anneaux de garde *gg*, au sol, et dont elles sont isolées par du soufre. Les anneaux de garde eux-mêmes sont isolés par des bouchons d'ébonite SS du reste de la chambre, qui est chargée à un potentiel assez élevé pour produire la saturation dans le courant d'ionisation. C est la chambre d'ionisation du compensateur; la disposition de l'écran est figurée au-dessous.

n est l'écran lui-même, construit en laiton assez épais pour arrêter tous les rayons β de la couche d'oxyde d'uranium placée en dessous. Cette couche est placée dans une faible dépression *mm* de 2 millimètres de profondeur, creusée dans la plaque de laiton *t* et couverte par une épaisseur d'aluminium suffisante pour arrêter tous les rayons α. L'écran *n* peut être déplacé vers l'avant ou l'arrière de la couche

1. *Phil. Mag.*, février 1907.
2. *Camb. Phil. Soc. Proc.* 13, 152.

au moyen de la vis [illegible]. La vis avait un pas d'exactement 1/2 millimètre et le tambour y était gradué en 100 divisions. La position de l'écran pouvait donc [illegible] millimètre. L'écran était [illegible] d'ébonite [illegible] pour lequel la chambre d'ionisation C était également fixée d'une manière rigide au moyen du collier (flange) saillant *f*.

L'ionisation en C, lorsque l'écran était complètement ouvert, était bien supérieure au maximum d'ionisation à mesurer en B. Aussi le rayonnement de la couche d'oxyde d'uranium *mm* fut intercepté par des écrans d'aluminium jusqu'à ce que le rayonnement en C fût égal à celui en B lorsque l'ouverture de l'écran était convenable, 3 centimètres environ par exemple. Naturellement le compensateur était soigneusement calibré en mesurant la fuite réelle à travers la chambre C pour des ouvertures différentes de l'écran. La grandeur de cette fuite fut trouvée être à très peu près proportionnelle à la surface d'oxyde d'uranium découverte.

Il semblait clair, d'après la construction du compensateur, que la forme de la courbe de compensation ne devait dépendre que de la disposition de l'écran, et non pas du pouvoir rayonnant de la couche d'oxyde d'uranium située en dessous. Elle devait donc avoir la même forme, que la couche fût couverte seulement d'une feuille mince, ou d'une épaisseur considérable d'uranium. C'est ce que l'expérience vérifia. Cette circonstance accrut beaucoup la précision qu'on pouvait atteindre avec le compensateur, car on put le calibrer en utilisant tout le rayonnement β de la couche d'oxyde d'uranium (opération qui, étant donnée la grandeur de l'ionisation produite, était à la fois simple et précise) et l'on put affaiblir ensuite le rayonnement jusqu'à ce qu'il eût une valeur convenable pour les expériences. S'il avait été nécessaire de calibrer le compensateur sous les conditions réelles où il a servi pendant les expériences, les mêmes difficultés que la méthode de compensation était destinée à éviter se seraient rencontrées pendant la détermination de la courbe de calibrage.

Les deux chambres d'ionisation étaient maintenues à des potentiels égaux et de signe contraire au moyen d'une batterie de petits accumulateurs. 400 volts étaient amplement suffisants pour produire la saturation. Les électrodes des deux chambres d'ionisation furent mises en communication avec le même électroscope de Wilson [illegible] par des fils plongeant dans un petit vase métallique contenant une solution de chlorure de calcium en communication avec les feuilles d'or. Le système pouvait être mis à la terre, chargé à volonté à un potentiel quelconque ou bien isolé au moyen de la clef *k* qui plongeait dans le vase et qu'on pouvait monter à volonté. L'expérience montra qu'une solution de chlorure de calcium est préférable au mercure pour les clefs des électroscopes, car le mercure se salit rapidement, et, lorsqu'il n'est pas parfaitement propre, il produit facilement de légers déplacements de la feuille d'or (Kick) au moment de la rupture. Les solutions de chlorure de calcium ne semblent pas présenter ce phénomène gênant.

L'électroscope, du type incliné ordinaire de Wilson, fut rendu aussi sensible que possible, en réglant avec soin le potentiel de la lame, la position du point de suspension de la feuille d'or et l'inclinaison de l'instrument. Ces électroscopes sont assez difficiles à rendre bien sensibles, mais quand un réglage soigné a été fait, ce sont des détecteurs très délicats pour de faibles courants d'ionisation. L'électroscope qui a servi dans ces expériences donnait une déviation de 5 à 10 divisions pour $\frac{1}{50}$ volt. La capacité de l'électroscope et deux électrodes était moindre que 10 centimètres, et en se servant d'une méthode de zéro, on pouvait déceler facilement un mouvement de la feuille donnant une division en 10 minutes. Il s'ensuit qu'une différence d'environ 5×10^{-17} ampères entre les courants qui traversaient les deux chambres aurait produit une perturbation appréciable dans l'équilibre. En pratique, il était possible d'obtenir un équilibre entre les deux chambres avec une précision 1 à 2 pour 100, sauf dans le cas où des lames très épaisses réduisaient beaucoup le rayonnement.

Voici la méthode d'observation : la lame dont il s'agit de mesurer le pouvoir dispersif est placée en XY entre les deux faisceaux de tubes, et on ouvre l'écran jusqu'à ce que, le système étant isolé, il n'y ait plus de mouvement appréciable de la feuille d'or en 10 minutes. Les ionisations dans les deux chambres sont alors égales et on lit la position de l'écran sur l'échelle *r* et le tambour gradué *q*.

Ensuite on enlève la lame de XY et on établit l'équilibre. Enfin on place en XY une feuille épaisse de plomb capable d'arrêter tous les rayons β, et on rétablit encore une fois l'équilibre. L'ionisation spontanée en B était un peu supérieure à celle en C, et l'équilibre était obtenu en ouvrant l'écran. Les grandeurs relatives de l'ionisation correspondant à chacune des trois positions de l'écran étaient lues ensuite sur la courbe de calibrage. La valeur finale donnant un léger excès de l'ionisation en B sur celle en C était retranchée des deux premières. Les résultats corrigés ainsi donnaient les valeurs relatives de l'intensité du rayonnement qui pénètre en B en présence et en l'absence de la lame absorbante en XY. Le rapport $\frac{I}{I_0}$, où I est l'intensité du rayonnement qui pénètre en B quand la lame absorbante est placée en XY, et I_0 l'intensité en l'absence de toute substance absorbante, est une fonction de l'épaisseur de la lame. Les courbes correspondantes sont reproduites sur la figure 5.

Dans chaque cas on prit des épaisseurs variables de substance. L'expérience montra que la chute de l'intensité du rayonnement était bien plus rapide dans le

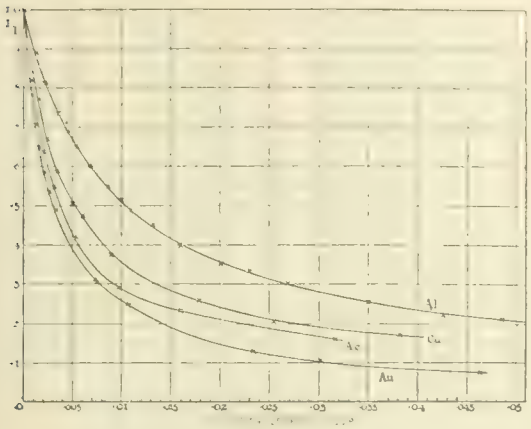


Fig. 5.

cas présent que dans le cas des mesures d'absorption. En fait les résultats montrèrent que la dispersion du faisceau incident est pratiquement complète après un passage à travers environ 1/10 millimètre d'aluminium, et que par conséquent il faut faire les mesures avec des feuilles très minces. Le nombre des substances utilisables est de ce fait très limité.

L'épaisseur d'une feuille donnée de matière était déterminée en mesurant le poids d'une surface connue. L'épaisseur est alors donnée par la formule,

$$d = \frac{w}{\alpha \rho},$$

où w est le poids d'une feuille de surface α et ρ la densité de la substance. Par cette méthode, en se servant d'une balance sensible, on pouvait déterminer avec une grande précision l'épaisseur des feuilles même les plus minces.

Il peut sembler possible que la forme des courbes obtenues pût être due à la présence, dans le rayonnement de l'uranium, de rayons très doux. En effet, si les rayons β utilisés contenaient une quantité considérable de rayons très doux, la courbe d'absorption ressemblerait beaucoup aux courbes que nous avons obtenues, car elle serait la somme de deux courbes exponentielles, dont l'une aurait un exposant bien plus élevé que l'autre.

Cependant, si c'est à cela qu'était due la forme des courbes, nous pourrons éliminer le décroissement rapide du début, en plaçant au-dessus de l'uranium X, mais au-dessous du faisceau de tubes inférieur, une épaisseur de feuille d'aluminium suffisante pour arrêter tous les rayons doux. Nous pouvons voir, d'après la courbe de l'aluminium, que, si le décroissement rapide est dû à la présence de rayons doux, ces rayons doivent être absorbés par une épaisseur d'aluminium de 0,15 millimètres. On plaça donc entre l'uranium X et les tubes inférieurs une feuille d'aluminium de 0,5 millimètres, et on répéta les expériences. On trouva que l'interposition de cette épaisseur d'aluminium ne donnait pas la moindre différence dans les résultats obtenus. Les courbes avaient exactement la même forme en présence ou en l'absence de l'aluminium sous les tubes inférieurs. Il est donc clair que les résultats ne sont pas dus à un manque d'homogénéité dans la radiation β utilisée.

Il faut encore mentionner une source possible d'erreurs qui est liée à l'usage des systèmes de tubes. Les rayons β qui viennent de la couche radioactive et tombent sur les parois des tubes produisent des rayons secondaires, dont certains peuvent tomber sur XY sous un angle plus grand que le faisceau primaire. Ceci tendrait à diffuser le faisceau qui tombe sur XY, et nous éloigner du cas théorique simple considéré. J'ai été incapable de découvrir une méthode pour éliminer cet effet, sans réduire en même temps le rayonnement à un point tel que les mesures deviennent impossibles. L'effet est cependant, en toute probabilité, très petit. L'auteur a montré que le rayonnement total réfléchi par une lame exposée aux rayons β de l'uranium est seulement quelques pour cent du rayonnement primaire, pour le cuivre dont les tubes étaient faits. Dans le cas présent, une faible fraction de ce rayonnement peut seule tomber sur la lame XY. En même temps une grande proportion du rayonnement secondaire tombe sur la lame sous un angle qui n'est pas supérieur à celui du faisceau primaire. L'effet ne peut donc pas être grand. Il nous sembla possible, également, que l'air contenu dans les tubes puisse avoir une action semblable et disperse le faisceau. Pour étudier ces effets on construisit un nouveau dispositif à canaliser les rayons, aussi différent que possible du premier à ce point de vue. Pour réduire le rayonnement secondaire au minimum, on se servit d'aluminium.

Deux lames d'aluminium ayant chacune 0,6 millimètre d'épaisseur furent attachées ensemble par des écrous, et l'on perça à travers les deux lames un grand nombre de trous ayant chacun 1,5 millimètre de diamètre. Les deux lames furent alors éloignées à 3 millimètres l'une de l'autre de manière à permettre d'introduire entre elles les feuilles métalliques. De cette manière la longueur totale du dispositif fut réduite de 6,5 centimètres à 1,5 centimètre, et en même temps le rayonnement secondaire des parois était considérablement diminué par la substitution de l'aluminium au cuivre. L'angle des rayons, avec ce nouveau dispositif, était un peu plus grand qu'avec l'ancien, environ 14 degrés.

On voit donc que le deuxième dispositif diffère du premier à tous les points de vue. Les résultats obtenus avec lui sont donnés dans le tableau IV. On voit

qu'ils concordent très bien avec les résultats donnés par le premier. Les différences entre les deux ensembles de valeurs pour α, β, γ et δ diffusion, ne dépassent pas 10 pour 100. Étant données les difficultés des expériences et le fait que chacun des deux dispositifs ne donne un pinceau de rayons réellement parallèle, cet accord est tout à fait satisfaisant.

Nous avons cru devoir de supposer que les résultats obtenus ne sont pas dus à des particularités dans la construction ou le matériel employé.

Résultats.

Les expériences ont porté sur des épaisseurs variables de mica, d'aluminium, de cuivre, d'argent et d'or. Elles montrèrent que, pour obtenir des phénomènes mesurables, il fallait se servir de feuilles très minces. Dans l'or, par exemple, la dispersion des rayons β est pratiquement complète, après passage à travers une épaisseur de 0,0002 centimètres seulement. Par conséquent le nombre des substances qui pouvaient être étudiées était très limité. Des tentatives pour obtenir des lames assez minces d'autres métaux échouèrent.

Les résultats obtenus sont figurés sur les courbes de la figure 3. Les ordonnées donnent les valeurs du rapport $\frac{I}{I_0}$ où I est l'intensité du rayonnement β qui entre dans la chambre d'ionisation après avoir traversé une épaisseur d de substance et I_0 l'intensité initiale du rayonnement, en l'absence de la lame absorbante. Pour reproduire commodément toutes les courbes sur le même diagramme, les abscisses ne représentent pas directement les épaisseurs d, mais la masse correspondante par unité de surface. Pour obtenir l'épaisseur d, il faut diviser ces valeurs par la densité de la substance particulière auxquelles elles se rapportent. La courbe du mica n'est pas donnée, car elle est à peu près indiscernable de la courbe de l'aluminium.

Toutes les courbes sont du même type. Nous allons considérer la courbe de l'aluminium comme caractéristique.

L'examen de la courbe (fig. 3) montre qu'elle consiste en deux portions. Dans la première partie, la courbe descend très rapidement, montrant que la quantité de radiation qui entre dans la chambre d'ionisation tombe d'abord très vite quand l'épaisseur de la lame augmente. Après une certaine épaisseur, cependant, cet effet s'atténue rapidement, et finalement la courbe prend une pente plus douce.

On voit aisément, en dessinant les courbes du rapport $\frac{I}{I_0}$ en fonction du logarithme de d, que cette dernière partie de la courbe est une exponentielle qui peut être représentée par l'équation

$$\frac{I}{I_0} = Ce^{-\lambda d}$$

où d est l'épaisseur, C et λ des constantes.

En calculant les valeurs de ces constantes pour la courbe, on trouve que le coefficient λ est à peu près le même que le « coefficient d'absorption » tel que le fournissent les méthodes antérieures. Il semble donc clair que cette dernière portion de la courbe représente l'absorption réelle de l'énergie des rayons.

Il est clair également que la première partie, bien plus inclinée, de la courbe est due à une autre cause, et représente, d'après la théorie de ces expériences, la « dispersion des rayons ». D'après la forme de la courbe, il est évident que la dispersion a lieu dans une épaisseur bien plus faible que l'absorption. Pour étudier comment elle varie en fonction de l'épaisseur, il faut corriger les nombres expérimentaux relativement à la perte d'intensité due à l'absorption de l'énergie des rayons pendant le passage à travers l'épaisseur exacte de la lame employée.

Cette absorption peut être calculée facilement au moyen de la portion exponentielle de la courbe, en supposant que l'absorption obéisse à la même loi exponentielle pour toutes les épaisseurs, même les plus faibles.

L'effet de dispersion pour un faisceau incident de rayons d'intensité donnée I_0, et pour une substance donnée, est fonction seulement de l'épaisseur de matière traversée par les rayons. Si donc on appelle I' l'intensité du faisceau transmis qui pénétrerait dans la chambre d'ionisation en l'absence de toute perte due à l'absorption de l'énergie, et si l'on considère seulement la perte due à la dispersion, on a :

$$I' = I_0 f(d)$$

où $f(d)$ est une fonction, indéterminée pour le moment, de l'épaisseur d de matière traversée par les rayons. L'intensité I'' du faisceau transmis en l'absence de toute perte due à la dispersion des rayons, en considérant seulement l'absorption de l'énergie, est, comme nous l'avons montré, représentée par l'équation

$$I'' = I_0 e^{-\lambda d}$$

La courbe expérimentale actuelle en présence des deux effets d'absorption et de dispersion est donc donnée par l'équation

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\lambda d} f(d)$$

où I représente l'intensité du faisceau transmis à travers l'appareil quand on considère à la fois l'absorption et la dispersion.

Par conséquent, si nous représentons les valeurs

expérimentales de $\frac{I'}{I_0}$, telles que nous les donnent la courbe, par y nous avons

$$y = e^{-\lambda d} f(d),$$

ou

$$f(d) = \frac{y}{e^{-\lambda d}}. \qquad (1)$$

Mais λ est connu, d'après la partie exponentielle de la courbe; nous pouvons donc calculer les valeurs de $e^{-\lambda d}$ pour toute valeur donnée de d d'après une table d'exponentielles. En divisant les valeurs de y tirées de la courbe par les valeurs de l'exponentielle ainsi obtenue, nous pouvons trouver les valeurs de $f(d)$ pour différentes valeurs de d.

TABLEAU I. — **Aluminium**.

d	y	$e^{-\lambda d}$	$y e^{\lambda d}$	$y e^{\lambda d} - C$	$\log_{10} y e^{\lambda d} - C$
cm.					
0,000	1,000	1,000	1,00	0,70	$\bar{1}.84$
0,001	0,785	0,978	0,80	0,50	$\bar{1}.70$
0,002	0,655	0,958	0,68	0,38	$\bar{1}.58$
0,003	0,561	0,940	0,60	0,30	$\bar{1}.47$
0,004	0,495	0,920	0,54	0,24	$\bar{1}.36$
0,005	0,450	0,900	0,50	0,20	$\bar{1}.29$
0,006	0,410	0,881	0,46	0,16	$\bar{1}.20$
0,008	0,370	0,845	0,41	0,11	$\bar{1}.04$
0,010	0,305	0,811	0,37	0,07	$\bar{2}.85$
0,012	0,270	0,785	0,34	0,04	
0,015	0,250	0,750	0,31	0,01	
0,020	0,200	0,657	0,30	0,00	
0,022	0,191	0,630	0,30	0,00	

Les résultats de ces opérations sont donnés dans le tableau I pour le cas de l'aluminium; la valeur de λ pour l'aluminium, obtenue au moyen de la dernière partie de la courbe, étant 21.

La première colonne donne l'épaisseur d de la lame absorbante en centimètres; la deuxième colonne donne les valeurs de $e^{-\lambda d}$ pour l'épaisseur d donnée par la première colonne; la quatrième colonne donne les valeurs de $\frac{y}{e^{-\lambda d}}$, et, par conséquent, d'après notre théorie, montre l'effet réel de dispersion de la lame, corrigé de la perte due à l'absorption des rayons.

On voit que la valeur de $\frac{I'}{I_0}$, où I' a la signification que nous avons donnée tout à l'heure, diminue rapidement au début, mais finalement, après une épaisseur d'environ 0,015 centimètres, devient constant, égal à peu près à 0,30 et ne diminue plus quand l'épaisseur augmente. La dispersion devient donc complète. La grandeur de la constante, que nous appelons C, n'a pas d'importance théorique; sa valeur dépend de la construction de l'appareil. S'il était possible de travailler avec un pinceau de rayons β infiniment mince et absolument parallèle, la valeur du rapport $\frac{I'}{I_0}$ diminuerait pratiquement jusqu'à zéro.

Etant données les nécessités de l'expérience, la construction des canaliseurs de rayons leur permet d'entrer dans la chambre d'ionisation, en faisant un cône d'angle fini, et par conséquent une proportion finie mais constante des rayons entre dans la chambre d'ionisation, même quand la dispersion est complète. Plus l'angle de ce cône est grand, plus la valeur de C sera grande. Ainsi, dans le cas des canaliseurs en aluminium, la valeur de C est presque le double de ce qu'elle est dans le cas des faisceaux de tubes de cuivre.

Pour obtenir une idée approchée de la manière dont varierait la dispersion en l'absence des perturbations dues au non-parallélisme des rayons, nous pouvons retrancher la valeur finale de C (qui donne l'intensité du rayonnement qui entrerait dans la chambre d'ionisation quand les rayons sont complètement dispersés, en l'absence de toute absorption) de toutes les valeurs de $\frac{y}{e^{-\lambda d}}$ qui sont dans la table.

Les résultats ainsi obtenus sont donnés dans la cinquième colonne de la table I. Si on construit la courbe

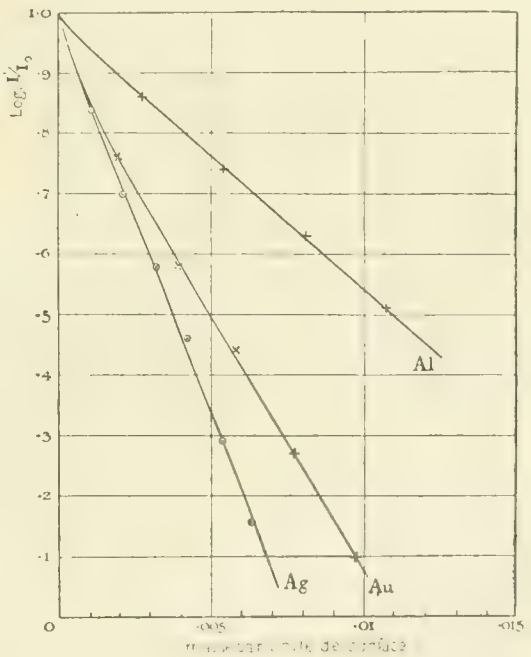


Fig. 4.

obtenue en prenant les logarithmes de ces valeurs en fonction des épaisseurs correspondantes données par la première colonne de la table, on obtient très sensiblement une ligne droite. Les courbes obtenues ainsi pour les différentes substances sont données dans la fig. 4, qui montre bien que dans tous les cas nous avons approximativement une ligne droite. On voit donc que la dispersion, comme l'absorption, est à peu près une fonction exponentielle de l'épaisseur, et peut

être exprimée par l'équation

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\sigma d}$$

où I_0 est l'intensité initiale de la radiation β qui passe à travers une petite section droite d'un faisceau de rayons parallèles, I l'intensité de la radiation qui traverse la même section droite, après qu'une lame de métal d'épaisseur d a été interposée sur le trajet du faisceau (la correction relative à la diminution d'intensité due à l'absorption ayant été faite); et σ est une constante que nous pouvons appeler par analogie le « *coefficient de dispersion* » des rayons pour le métal donné.

Les différences des courbes avec une exponentielle sont peut-être un peu plus grandes que les erreurs probables des lectures. Elles ne sont cependant pas supérieures à ce qu'on pouvait attendre, étant données les différences inévitables de l'appareil avec la forme théorique.

En supposant que la dispersion suit la loi exponentielle et en tenant compte de l'absorption, il est facile de montrer que les courbes expérimentales doivent être représentées par l'équation,

$$y = \frac{I}{I_0} = (1-C)e^{-(\sigma+\lambda)d} + Ce^{-\lambda d}. \qquad (2)$$

En effet, nous avons la relation

$$\frac{y}{e^{-\sigma d}} = C + ke^{-\sigma d},$$

qui, comme $y = 1$ quand $d = o$, nous conduit directement à l'expression ci-dessus. Les valeurs de λ et C pour l'aluminium ont déjà été obtenues et σ peut être calculé au moyen de la dernière colonne du tableau I. On obtient environ 270. En substituant ces valeurs dans l'équation (2) nous pouvons calculer les valeurs de $\frac{I}{I_0}$ pour différentes épaisseurs d'aluminium. Une comparaison de ces valeurs calculées avec les valeurs observées est donnée dans le tableau II, et montre avec quelle exactitude la théorie s'accorde avec les résultats expérimentaux.

Tableau II — **Aluminium**

I_0 [illegible]	I/I_0	
	Calculé	Observé
0,000	1,00	1,00
0,001	0,81	0,79
0,002	0,69	0,66
0,003	0,58	0,56
0,004	0,51	0,49
0,006	0,40	0,41
0,008	0,36	0,35
0,010	0,29	0,30
0,015	0,25	0,25
0,020	0,20	0,20

On voit que la divergence n'atteint au maximum pas plus que quelques pour cent de l'intensité initiale. Si l'on considère les différences de l'appareil avec la forme théorique et les difficultés des expériences, l'accord est très satisfaisant.

Jusqu'ici nous avons considéré le cas de l'aluminium. Les courbes relatives aux autres substances soumises aux recherches sont d'ailleurs absolument de même forme, avec des constantes différentes, et peuvent être résolues en une somme de deux courbes exponentielles, exactement de même que dans le cas de l'aluminium. Il ne sera donc pas nécessaire de les décrire en détail; les valeurs de σ, λ et C, pour les différentes substances étudiées, sont données dans le tableau III. Nous pouvons mentionner que l'accord était, dans tous les cas, aussi bon que pour l'aluminium.

Tableau III.

Substances	σ	λ	C	σ/ρ	σ/λ
Aluminium. . .	268	21	0,50	99	12,8
Mica.	285	21	0,50	100	13,4
Cuivre.	2585	215	0,40	267	11,1
Argent.	5520	250	0,54	515	13,5
Or	5100	460	0,22	264	11,1

Le tableau III donne les valeurs des coefficients σ et λ calculés d'après les résultats expérimentaux, ainsi que les valeurs de σ/ρ où ρ est la densité du milieu absorbant. La dernière colonne donne les valeurs de σ/λ. On peut voir immédiatement que σ est bien plus grand que λ, en général environ 15 fois, et que le rapport est très sensiblement le même pour toutes les substances. Comme les déterminations de λ ont été faites au moyen des dernières parties de la courbe, là où le rayonnement est très affaibli, et par conséquent l'erreur relative considérablement augmentée, les différences ne sont guère supérieures aux erreurs probables des expériences.

Dans le cas présent, nous pourrions nous attendre à obtenir des variations du rapport σ/ρ avec le poids atomique, analogues à celles de λ/ρ, c'est-à-dire que ce rapport doit être une fonction périodique du poids atomique. Nous n'avons pas examiné assez d'éléments pour vérifier complètement ce fait. On voit cependant que le cuivre, l'argent et l'or, qui appartiennent au même groupe chimique, ont presque les mêmes valeurs du rapport σ/ρ.

On peut remarquer en passant que les valeurs données par cette méthode, pour le coefficient d'absorption λ, sont un peu plus élevées que celles que donnent les méthodes antérieures. Nous avons montré, dans un mémoire précédent[1], que pour les élé

1. Crowther, *Phil. Mag.* Octobre 1906.

ments lourds, comme l'argent et l'or, l'absorption par des feuilles minces est plus grande que celle qu'on attendrait d'après la valeur exponentielle finale calculée au moyen de feuilles plus épaisses. Comme les lames utilisées dans ces expériences sont bien plus minces que celles qui ont servi dans les mesures antérieures, il semble possible que, si l'on avait pu étudier par la présente méthode des feuilles plus épaisses, on aurait obtenu des valeurs de λ plus concordantes.

Tableau IV. — **Appareil à lames d'aluminium.**

Substances	σ	λ	ρ	σλ
Aluminium. . .	256	18,5	0,51	12,8
Or.	4550	390	0,44	11,7

Nous pouvons remarquer cependant que les valeurs obtenues pour λ, en canalisant les rayons au moyen des lames d'aluminium, sont nettement plus faibles que celles que nous avons obtenues avec des tubes de laiton. Il semble donc probable, qu'en tout cas, une partie de la différence est due à une disposition différente des appareils dans les deux séries d'expériences.

Les résultats ci-dessus montrent qu'un faisceau de rayons β est complètement dispersé dans une épaisseur de matière qui est très faible vis-à-vis de celle qui est nécessaire pour les absorber complètement. Ainsi, en prenant l'or comme exemple, les rayons subissent pratiquement une dispersion complète, dans une épaisseur de 0,0002 cm. seulement. L'absorption dans une couche de cette épaisseur s'élève seulement à 20 pour 100 de l'énergie initiale des rayons. Il semble donc évident qu'une proportion appréciable des rayons β primaires doit ressortir par la face d'entrée de la lame et réapparaître comme une radiation réfléchie. Il semble possible qu'une grande proportion, sinon tout le rayonnement réfléchi (en négligeant celui qui vient des rayons γ), soit dû à cet effet, et consiste principalement, sinon entièrement, en rayonnement primaire dispersé. Le fait que le rayonnement réfléchi par une lame métallique a pratiquement la même vitesse que les rayons primaires, semble confirmer cette hypothèse.

Alors donc qu'il est possible d'expliquer la réflexion des rayons β par une lame métallique dans l'hypothèse où elle serait due à la diffusion des rayons primaires, il ne semble pas possible d'expliquer les résultats des présentes expériences en supposant qu'elles sont dues à un rayonnement secondaire.

Mc Clelland, qui a étudié très complètement la question du rayonnement secondaire β, dans plusieurs mémoires des « Transactions of the Royal Society of Dublin », a montré que l'effet d'un rayonnement secondaire produirait une augmentation de la pente de la courbe pour des lames très minces. En calculant l'effet possible, cependant, on voit immédiatement qu'il est bien trop faible pour intervenir dans nos expériences. En prenant le cas du plomb qui, de tous les métaux, donne les plus grands effets et en construisant la courbe représentant la variation du logarithme de $\frac{I}{I}$ en fonction de l'épaisseur, Mc Clelland a montré que l'effet du rayonnement secondaire serait d'augmenter l'inclinaison de cette courbe dans sa partie initiale, d'environ 1,64 fois la valeur exponentielle finale[1].

Pour l'aluminium l'effet du rayonnement secondaire serait bien inférieur. D'ailleurs dans les présentes expériences, l'inclinaison initiale de la courbe logarithmique est au moins 12 fois sa valeur finale. Nous devons donc considérer que les effets actuels sont dus surtout à la dispersion des rayons β primaires par leurs collisions contre les corpuscules β présents dans les atomes de la lame absorbante, et non à un rayonnement secondaire.

En conclusion nous pouvons dire que les résultats des présentes expériences expliquent une divergence qui semblait sérieuse, entre l'absorption des rayons β de l'uranium et des substances radioactives en général, et celle des rayons β constituant le flux cathodique.

Becker[2] a mesuré l'absorption pour différents gaz de rayons cathodiques très rapides, émis sous une chute de potentiel de 35 000 volts environ, et ayant par conséquent une vitesse d'environ 10^{10} cm par seconde. Les valeurs qu'il obtint pour $\frac{\lambda}{\rho}$, où λ est le coefficient d'absorption et ρ la densité, variaient entre 1000 et 3000. Les valeurs qu'il obtint pour le même rapport au moyen des rayons β de l'uranium qui d'après Becquerel ont une vitesse de $1,6 \times 10^{10}$ environ variaient entre 4 et 10. La différence est donc bien plus considérable qu'il ne semblerait vraisemblable d'après la différence des vitesses des rayons dans les deux cas.

On mesure toujours *l'absorption* des rayons cathodiques en déterminant la chute d'intensité des rayons qui traversent une petite surface fixe (l'ouverture du cylindre de Faraday qui sert aux mesures) lorsqu'on interpose des épaisseurs variables de substance absorbante sur le trajet des rayons, le faisceau initial étant toujours sensiblement parallèle. On voit donc que ce qu'on mesure en réalité dans ces expériences ne correspond pas à *l'absorption* des rayons β, mais à l'effet que nous avons appelé *dispersion*.

En comparant les résultats de Becker pour les rayons cathodiques avec les valeurs obtenues ici pour σ, coefficient de dispersion des rayons β, la différence

1. Mc Clelland, *Roy. Soc. Dublin Proc.*, 9, 41-1907.
2. *Ann. der Phys.* 17, 381-1905.

[illegible] On peut montrer [illegible] que la dispersion doit varier en raison inverse de la quatrième puissance de la vitesse. La vitesse des rayons β de l'uranium est environ 1,6 fois celle des rayons cathodiques de Becker. En multipliant donc les valeurs de $\frac{\sigma}{\rho}$ obtenues dans nos expériences par 1,6[illegible], pour tenir compte de la différence des vitesses des deux espèces de rayons, nous obtenons des nombres variant entre 650 et 2100.

Ces résultats concordent avec les valeurs obtenues par Becker pour les rayons cathodiques, et qui vont de 1000 à 5000.

Résumé.

Les résultats des présentes expériences peuvent être résumés brièvement comme il suit :

I. Un faisceau parallèle de rayons β est dispersé pendant son passage à travers la matière, la dispersion étant pratiquement complète lorsque les rayons ont traversé une épaisseur de substance variant entre 0,015 cm pour l'aluminium et 0,0002 pour l'or.

II. La dispersion après correction relative à la perte d'énergie, due à l'absorption des rayons, peut être représentée par une équation de la forme $\frac{I}{I_0} = e^{-\sigma d}$ où d est l'épaisseur de substance traversée, et σ le coefficient de dispersion des rayons, I_0 l'intensité initiale qui traverse une petite section droite d'un faisceau étroit de rayons β parallèles, et I l'intensité qui traverse la même section quand l'épaisseur d de substance est placée sur le chemin du faisceau, à une distance considérable de la section droite donnée.

III. Le rapport du coefficient de dispersion σ au coefficient d'absorption λ est approximativement constant pour toutes les substances soumises aux mesures, sa valeur moyenne étant 13 environ. La valeur du rapport $\frac{\sigma}{\rho}$ où ρ est la densité, présente des variations semblables à celles de $\frac{\lambda}{\rho}$.

En conclusion, je tiens à exprimer mes meilleurs remerciements au professeur J. J. Thomson pour m'avoir indiqué le sujet de ces recherches, ainsi que pour l'intérêt qu'il y a porté et les conseils précieux qu'il m'a donnés pendant le cours des expériences.

(Reçu le 20 janvier 1908.)

Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression

Par A. DUFOUR

École Normale Supérieure, Laboratoire de physique.

I. — *Introduction.*

L'étude de l'influence d'une variation de pression sur les longueurs d'onde des raies métalliques d'*émission* a été l'objet de nombreux travaux, surtout en Amérique.

Je vais seulement signaler les mémoires parus sur cette question.

Humphreys et Mohler[2] ont constaté les premiers qu'un accroissement de pression augmente d'une faible quantité les longueurs d'onde de certaines raies des spectres obtenus en introduisant différents éléments dans l'*arc électrique*. L'étude de ce phénomène pour des pressions allant de 1 à plusieurs atmosphères et produites par de l'air, a été faite par Huff[1], Pétavel et Hutton[2], Humphreys[3], et Duffield[4]; ces deux derniers ont opéré à des pressions atteignant l'énorme valeur de 101 atmosphères (1907). Mohler[5] a étendu cette recherche aux pressions inférieures à la pression atmosphérique.

On a étudié aussi l'action de la pression sur les longueurs d'onde des raies des spectres d'*étincelle*.

1. [illegible] *Phil. Mag.* 11 [illegible] 1906.
2. Humphreys et Mohler, *Astroph. Journ.* 3 114 1896.

1. Huff, *Astroph. Journ.* 14 41 1901.
2. Pétavel et Hutton, *Phil. Mag.* 6 [illegible] 1905.
3. Humphreys, *Astroph. Journ.* 4 [illegible] 1896, *id.* 6 169 1897, *id.* 22 217 1905, *id.* 26 18 1907.
4. Duffield, *Proced. of the Roy. Soc. of London* A. 79 597 1907.
5. Mohler, *Astroph. Journ.* 4 175 1896.

Parmi les travaux qui ont paru sur ce sujet, je citerai ceux de Mohler[1], de Hale et Kent[2], de Kent[3] et d'Anderson[4].

Les *resultats* obtenus dans tous ces travaux peuvent être résumés brièvement ainsi :

1° **Spectres de lignes.** — Un accroissement de pression rend les lignes plus larges, et en général nebuleuses, dans une proportion qui dépend de la raie considérée; à mesure que la pression augmente, les renversements spontanés deviennent plus fréquents.

La longueur d'onde du maximum d'intensité d'une raie du spectre croît d'une quantité très faible quand la pression totale de l'atmosphère qui entoure la source est accrue; la proposition correspondante relative à la diminution de la pression est vraie aussi. Le même phénomène s'observe pour les raies renversées.

La quantité dont varie la longueur d'onde d'une ligne donnée est proportionnelle à la variation de pression; la valeur du coefficient de variation de longueur d'onde dépend de la raie choisie : son ordre de grandeur est de quelques centièmes d'unité d'Angström par variation de pression d'une atmosphère.

Pour un élément donné le coefficient précédent croît quand la longueur d'onde de la raie considérée augmente; on peut, dans certains cas (par exemple pour le fer), classer les lignes du spectre en séries d'après la valeur du coefficient de variation.

2° **Spectres de bandes.** — Les lignes des bandes (spectre de Swan, par exemple) conservent une longueur d'onde invariable, même quand la pression s'accroît de 100 atmosphères.

Il faut considérer en particulier la *petitesse* du déplacement des raies dû à la pression. On s'en rendra compte d'une manière très nette en se reportant au schéma de la page 28 du livre de M. Cotton sur le phénomène de Zeeman (Collection Scientia, 1899); on y verra que ce déplacement, même pour une variation de pression d'une dizaine d'atmosphères, est *petit* par rapport au phénomène de Zeeman dans un champ de 10 000 unités.

Il est donc indispensable, pour la sûreté du résultat et surtout de son interprétation, de réaliser l'expérience dans des conditions aussi simples que possible. Ce n'est peut-être pas le cas des recherches précédentes faites sur l'arc et l'étincelle. On lit, à ce sujet, dans le livre que je viens de citer : « Il ne faut pas se dissimuler cette difficulté que les raies dont on compare la position, à l'air libre et sous pression, ne sont pas pareilles. Quand la pression augmente, les raies prennent un éclat plus grand et s'élargissent; en même temps on observe très souvent leur renversement spontané : c'est alors sur la raie noire étroite produite par le renversement que les pointés sont faits.... Il serait important de contrôler ces résultats avec d'autres sources et d'autres appareils[1] ».

Le présent travail a été fait dans cette voie. On s'est adressé aux spectres d'absorption qui fournissent des raies de même nature quelle que soit la pression. Le milieu absorbant est toujours homogène; il n'y a plus à se demander ici, comme on a pu le faire pour l'arc et l'étincelle, si l'hétérogénéité de ces sources doit intervenir dans l'explication du phénomène.

Je me suis limité à l'étude des spectres d'absorption de l'hypoazotide gazeux et de la vapeur de brome[2], et encore seulement dans la région verte du spectre. Nous verrons que ces spectres de bandes, contrairement à ce qu'on a constaté pour le spectre de Swan, contiennent des raies dont les longueurs d'onde dépendent de la pression[3]. La variation de longueur d'onde avec la pression est également très faible, de l'ordre de grandeur indiqué plus haut pour les spectres d'émission, mais elle n'est pas douteuse.

II. — *Dispositif expérimental.*

Système optique. — La source lumineuse est le cratère du charbon positif d'un arc électrique ordinaire; la lumière émise est utilisée dans la direction même du charbon positif horizontal; l'autre charbon est vertical[4].

Une lentille convergente forme une image de la source sur le tube transparent contenant le gaz

1. Mohler. *Astroph. Journ.*, **10**-202-1903.
2. Hale et Kent. *Astroph. Journ.*, **15**-132-1902; *id.*, **17**-154-1903.
3. Kent. *Astroph. Journ.*, **22**-182-1905.
4. Anderson. *Astroph. Journ.*, **24**-221-1906. — Voir aussi Deslandres. *C. R.*, **139**-1174-1904.

1. A. Cotton. Le phénomène de Zeeman, p. 29.
2. Voir au sujet de ce corps : Galitzin et Wilip. *Beiblätter*, **30**-771-1906; **31**-988-1907.
3. Les résultats du présent travail ont été sommairement exposés dans les notes suivantes : *C. R.*, **145**-173-757-1907.
4. Quand on fait des photographies exigeant, comme ici, des poses de longue durée, il est fastidieux de régler à la main la position des charbons. Bien que ces charbons soient à angle droit l'un de l'autre, et qu'on ne puisse utiliser les régulateurs industriels, on peut rendre un pareil arc automatiquement réglable. Il suffit d'utiliser la propriété suivante : la chaleur rayonnée par l'arc gazeux est bien inférieure à celle rayonnée par l'extrémité incandescente des charbons. A l'aide d'un dispositif optique approprié, un peu grossissant, qui peut être d'ailleurs contenu dans la lanterne, on forme une image réelle de l'arc et des charbons, en utilisant la lumière qu'ils émettent normalement au plan qui les contient. Deux petits thermomètres à hydrogène, fermés par du mercure, reçoivent l'image des charbons ou de l'arc suivant la longueur de ce dernier; chaque charbon a son thermomètre à gaz. Avec deux relais électriques reliés aux mercures des thermomètres, on peut, en utilisant une dérivation du courant principal de l'arc, [illegible] deux moteurs électriques minuscules, qui, à l'aide d'un système réducteur de vitesse convenable, font avancer indépendamment l'un de l'autre les charbons jusqu'à la place pour laquelle leur image se forme sur les thermomètres. Ce dispositif de réglage ramène donc automatiquement les extrémités des charbons à des positions fixées à l'avance, quand ces extrémités les ont quittées par suite de leur usure.

absorbant étudié; la lumière qui a traversé celui-ci arrive sur une seconde lentille convergente qui donne une image du tube, et par conséquent de la source, sur la fente d'un collimateur réglé pour l'infini, et dirigé vers [illegible].

On s'est servi d'un réseau concave de Rowland, possédant 568 traits au millimètre, sur une surface rayée de 8cm,6 de longueur; sa distance focale est de 1m,58.

La lumière diffractée à peu près normalement par le réseau fournit un spectre réel qu'on peut enregistrer sur une plaque photographique. Pour avoir une idée de la dispersion obtenue, j'indique que dans ce spectre qui est du troisième ordre, la distance des raies D_1 et D_2 est d'environ 2mm,2 [1].

Toutes les parties du système optique sont portées par une grande table en marbre épais qui assure leur liaison rigide.

Gaz étudiés. — On s'est limité à l'hypoazotide et au brome. Ce dernier est simplement du brome chimiquement pur du commerce.

L'hypoazotide a été préparé en décomposant à chaud de l'azotate de plomb pur préalablement bien desséché. Les vapeurs nitreuses obtenues ont été liquéfiées par refroidissement dans des matras qu'on a ensuite scellés à la lampe.

Tube et appareil de compression. — Le tube qui contiendra les deux gaz précédents doit être transparent, étanche et pouvoir résister à une pression d'une vingtaine d'atmosphères.

On s'est servi des deux appareils suivants :

1° Un tube de verre (fig. 1) d'environ 1 centimètre de diamètre et 3 centimètres de longueur est garni de

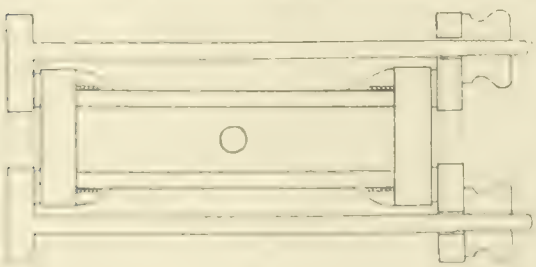


Fig. 1.

[illegible] ses extrémités. Un petit réservoir latéral contient l'hypoazotide, à l'état liquide ; l'atmosphère du tube est donc, même sous pression, *saturée* de la vapeur absorbante à la température ambiante du laboratoire. Une autre tubulure latérale conduit à l'appareil de compression.

2° Une boule, en verre épais, ayant 3 centimètres environ de diamètre, contient un peu de brome liquide. Le faisceau lumineux traverse la vapeur de brome au-dessus du liquide; ici encore la vapeur est saturante même sous pression.

Dans les deux cas la jonction de ces appareils en verre avec la canalisation en cuivre par où s'exerce la pression est faite par un petit tube de platine soudé d'un côté au verre et de l'autre au métal.

Pour effectuer les variations de pression, on s'est surtout servi de l'air provenant du compresseur du laboratoire; on a utilisé quelquefois du gaz carbonique ou de l'hydrogène issus des bouteilles commerciales. Ces gaz sont desséchés au moment de leur emploi par un tube à anhydride phosphorique placé sur la canalisation [1]. Un manomètre métallique permet de connaître la pression à tout instant.

On a eu soin de prendre les précautions nécessaires pour protéger le réseau métallique contre l'attaque des vapeurs d'hypoazotide ou de brome qui se répandent dans la salle au moment du remplissage du tube ou par suite de son explosion possible [2].

Obtention des clichés. — L'observation du spectre d'absorption à l'aide d'un oculaire est possible à des

[illegible]

bien sur les glaces terminales. L'ensemble a été serré dans une presse en métal qui doit supporter l'effort de la pression; les deux côtés de cette presse qui appuient sur les glaces ont été évidemment percés d'un trou pour laisser passer la lumière qui traverse le tube suivant son axe. Pour donner un peu de mollesse au serrage, on a interposé une lame de plomb, percée aussi d'un trou, entre les glaces et la presse. Afin d'augmenter la résistance du tube au voisinage des rodages, on l'a armé de quelques tours de fil de nickel et l'on a noyé le tout dans du mastic [illegible]. Un pareil tube, même avec une soudure latérale faite en son milieu, peut résister à 20 atmosphères de pression si son épaisseur est suffisante [illegible], il présente sur une boule le grand avantage d'être terminé par des faces planes qui ne déforment pas le faisceau lumineux qui les traverse, en revanche sa durée est limitée : les vapeurs nitreuses rongent peu à peu le mastic et finissent par le percer au bout d'une ou deux semaines.

1. L'anhydride phosphorique disséminé au milieu de coton de verre est contenu dans un tube de verre, d'épaisseur et de diamètre [illegible] dans un tube en métal où il entre librement et qui doit résister à la pression. Le montage [illegible] du verre, ce qui supprime le danger d'éclatement; en outre l'anhydride n'est pas au contact du métal.

2. [illegible] les vapeurs dangereuses est placé en permanence à l'intérieur d'une hotte [illegible] les glaces nécessaires au passage des rayons lumineux. Un ventilateur aspire constamment l'atmosphère de cette hotte et la rejette à l'extérieur du laboratoire.

Pour éviter que les vibrations dues au mouvement du ventilateur [illegible] la netteté du spectre donné par le réseau, la hotte est suspendue [illegible]

pressions peu élevées. Les lignes, sombres sur fond clair, sont fort nettes et fines, en général, à la pression atmosphérique. Si l'on envoie de l'air dans le tube contenant la vapeur étudiée, de manière à accroître la pression totale qui y règne, on voit immédiatement les lignes du spectre perdre leur netteté et pâlir, si bien que, dans les conditions où j'opère, elles sont à peine discernables à une pression de 6 à 7 atmosphères. On peut d'ailleurs déjà constater que certaines raies sont, à cette pression, déplacées vers l'extrémité rouge du spectre, par rapport à la place qu'elles ont à la pression atmosphérique; l'observation de ce phénomène est possible avec un oculaire à réticule, grossissant une quinzaine de fois, par exemple.

A une pression plus grande, les raies d'absorption ne sont plus suffisamment visibles.

Il se trouve, heureusement, que la plaque photographique permet néanmoins d'obtenir le spectre d'absorption étudié, même sous une pression d'une quinzaine d'atmosphères. Certaines raies, non visibles à l'œil, apparaissent cependant très bien sur les photographies.

Il n'y a donc qu'à photographier l'un à côté de l'autre les deux spectres d'absorption obtenus l'un sous la pression atmosphérique et l'autre sous une pression plus grande. Si la plaque sensible est immobile, la comparaison de la place des lignes est facile. Pour rendre cette opération plus commode, on s'arrange de manière à avoir une ligne de démarcation nette entre ces deux spectres[1].

Comme les déplacements des raies sont très petits, la précaution la plus importante à prendre est d'assurer l'immobilité de la plaque photographique par rapport au système optique ou au moins de tenir compte de leurs déplacements relatifs. Les photographies étant faites surtout dans la région verte du spectre[2], les poses sont longues; leur durée atteint une trentaine de minutes. Dans ces conditions, le châssis photographique éprouve de petits déplacements, inférieurs sans doute au déplacement des raies dans le spectre, mais dont il faut tenir compte.

Pour cela, on a utilisé les deux méthodes suivantes :

1° Pendant un temps égal à la moitié de la pose normale, on reçoit l'un des spectres sur la plaque photographique; puis on enregistre l'autre spectre avec une durée de pose normale; enfin pendant la moitié de cette durée on reçoit à nouveau le premier spectre sur la région de la plaque qu'il a déjà impressionnée. On peut admettre qu'il y a compensation entre les déplacements du châssis pendant les poses;

2° On photographie le spectre d'émission du fer à la pression atmosphérique en même temps que le spectre d'absorption étudié; on a ainsi ces deux spectres, non juxtaposés, mais superposés. Les lignes du fer, dont la longueur d'onde est invariable, servent de repères; on peut ainsi déterminer effectivement le déplacement du châssis[1].

Ces deux méthodes de correction ont conduit aux mêmes résultats.

Étude des clichés. — Les mesures ont été faites sur les positifs sur verre des clichés négatifs obtenus.

Le positif qu'on étudie est porté par le chariot d'une machine à diviser. Un petit viseur, grossissant 5 à 6 fois, fixé à un support immobile portant le système éclaireur, permet de repérer la place des raies; à cet effet, son oculaire est muni d'un réticule formé de deux fils fins rectilignes et parallèles[2]; le pointé s'effectue en amenant au milieu de l'intervalle de ces fils l'image de la raie considérée, donnée par l'objectif du viseur.

Les précautions voulues ont été prises pour se mettre à l'abri des erreurs pouvant provenir d'une autosuggestion de l'observateur[3].

On s'est limité, dans ces mesures, à quelques raies seulement, les plus commodes. Il est impossible, en effet, de mesurer d'une manière satisfaisante le déplacement de beaucoup de raies; on va voir pourquoi.

Précision des mesures. — Les pointés d'une ligne des spectres d'absorption des gaz *à la pression atmosphérique* se font d'une manière satisfaisante : les nombres donnant les positions correspondantes du chariot de la machine à diviser sont compris entre deux valeurs dont la différence maxima ne dépasse pas 1/100 de millimètre. Pour les lignes des spectres *sous pression*, les pointés deviennent difficiles : les

1. Pour cela, on a placé entre le [illegible] et la plaque photographique, tout près de celle-ci, mais sans la toucher, un système de volets. En ouvrant deux volets l'un après l'autre, on impressionne la plaque sur deux plages contiguës.

2. On supprime les autres radiations gênantes en plaçant sur le chemin du faisceau lumineux soit une cuve contenant une solution aqueuse de chromate de potasse, soit [illegible] le sulfate de cuivre et une de bisulfate de quinine.

1. Pour que ce procédé soit correct, il faut : 1° que ces raies du fer soient distinctes des autres; il en est ainsi pour quelques-unes; 2° il faut en outre que la durée de la pose soit la même pour le spectre du fer et le spectre étudié. Dans ce but, sur le chemin du faisceau de lumière blanche, après son passage dans la vapeur absorbante, on place une lame de verre à faces planes et parallèles, inclinée sur le faisceau qui la traverse; la lumière provenant de l'arc au fer est réfléchie par la lame de verre et vient se mélanger au faisceau précédent. En changeant l'angle d'incidence, on peut affaiblir à volonté le spectre auxiliaire et [illegible] la pose simultanée et de même durée pour les deux sources.

2. La distance entre les deux fils est de $0^{mm},6$.

3. En particulier, on doit prendre les précautions suivantes : 1° les deux spectres que l'on compare apparaissent ensemble dans le champ du viseur, [illegible] l'un des spectres à l'aide d'un volet, quand on mesure l'autre; 2° la vis de la machine à diviser est munie d'une manivelle qui [illegible] toujours la même place quand la raie [illegible] se trouve pointée par le viseur; afin que l'observateur ne puisse se souvenir de la place de la poignée de la manivelle dans des mesures successives [illegible] de repère.

lignes sont alors élargies et nébuleuses; celles qui peuvent être pointées ne peuvent l'être avec précision. Il y a donc là une impossibilité physique d'avoir des mesures précises, qui tient à la nature même du phénomène. La constatation qualitative de l'existence du déplacement des raies sous l'influence de la pression est facile; la mesure précise de ce déplacement est impossible. Sur un même cliché et pour une même raie, les mesures successives du déplacement dû à la pression donnent des nombres qui diffèrent couramment de 10 à 20 pour 100 de leur moyenne; si l'on s'adresse à des clichés différents la différence des moyennes peut monter à 50 pour 100 de leur valeur. Cela n'empêche que de pareilles mesures sont utiles et même nécessaires car elles fixent l'ordre de grandeur du phénomène.

L'indétermination relative des raies sous pression explique l'insuccès des recherches que j'ai faites dans le but de savoir si le déplacement des raies dû à la pression est indépendant de la nature du gaz qui crée la pression. Bien que d'après les valeurs que j'ai trouvées, il semble que le déplacement soit plus grand pour le gaz carbonique que pour l'air et plus grand pour l'air que pour l'hydrogène, il m'est impossible de conclure à ce point de vue d'une manière ferme et cette question est encore à résoudre[1]. Elle est d'ailleurs d'une grande importance pour l'explication de l'action de la pression[2], et pour son rattachement possible à d'autres phénomènes connus, relatifs à la position des bandes d'absorption dans les dissolutions[3].

III. — *Résultats.*

On doit partager les lignes des spectres d'absorption de l'hypoazotide et du brome en 2 groupes. Le premier comprend les raies dont la longueur d'onde est indépendante de la pression, au moins dans les limites de pression de mes expériences; parmi ces raies nombreuses, on peut citer pour les vapeurs nitreuses $\lambda = 5591,6$ $\lambda = 5855,9$ et pour le brome $\lambda = 5554,2$. Dans le second groupe se trouvent les raies qui se déplacent dans le spectre vers le côté des radiations rouges quand la pression augmente. Je vais donner la liste des longueurs d'onde, en unités d'Angström, des raies que j'ai trouvées sensibles à l'action de la pression[4].

Hypoazotide gazeux		Brome en vapeur	
4892,6	5528,8 à 5530,1	5451,9	5602,8
4894,1	5552,4	5454,7	5616,2
4896,5	5642,9 à 5645,6	5461,3	5617,2
5057,9	5649,2	5466,2	5629,4
5115,6	5672,9 à 5675,7	5467,0	5659,9
5119,6	5680,6 à 5685,2	5472,6	5644,1
5154,1	5691,2	5476,8	5646,2
5220,7	5691,7	5486,4	5647,2
5250,4	5701,6	5488,1	5649,5
5252,0 à 5252,7	5702,3	5489,8	5650,6
5245,1	5703,0	5491,2	5667,9
5294,3	5710,8	5498,3	5677,9
5386,9	5716,6	5501,9	5680,0
5433,4	5720,3	5505,4	5682,3
5440,3	5731,1	5506,4	5685,3
5441,1 à 5442,1	5892,8	5510,9	5688,0
5460,3	5894,7	5524,8	5710,4
5460,5	5896,5	5552,6	5712,3
5476,8 à 5477,9	5907,2	5535,4	5718,7
5485,6 à 5486,8	5916,1	5539,1	5722,2
5489,1	5933,5	5548,7	5742,6
5492,3	6015,3	5555,5	5744,4
5525,3 à 5524,0	6019,1 à 6019,8	5569,7	5765,2
		5574,1	5764,4
		5589,1	5771,4
		5592,3	5772,9
		5602,0	—

La grande majorité de ces raies apparaissent formées de plusieurs composantes quand on regarde avec l'oculaire le spectre même fourni par le réseau. Dans le cas du brome je n'ai pas trouvé d'exception à cette règle : toutes les raies du tableau précédent sont multiples. Pour l'hypoazotide, et ceci est important, il y en a qui sont simples, avec la dispersion atteinte ici. Je citerai particulièrement la raie $\lambda = 5552,4$ qui est relativement forte et très fine, aussi fine que les raies de l'arc au fer, par exemple.

Il y a lieu de lever immédiatement une objection possible : les déplacements des raies ne peuvent-ils être attribués à un changement de composition du milieu absorbant dû par exemple à l'élévation de température lors de la compression?

Cette objection est peu sérieuse si l'on tient compte que les poses nécessaires pour obtenir les photographies sont très longues : le gaz reprend très vite la température ambiante. En outre dans le cas du brome, qui est un corps simple, un changement de composition est peu à craindre. Seul l'hypoazotide a des propriétés absorbantes qui varient très vite avec la température. On a montré[1] que par l'élévation de température, Az^2O^4 donnait AzO^2 qui seul cause l'absorption sélective dans le spectre, indépendante de

1 Voir [illegible] sujet Anderson *Astr. Phys. Journ.* 24-221 1906 et Hemsalech *Astroph. Journ.* 26 18 1907.

2 On [illegible] de [illegible] l'action de la pression sur les longueurs d'onde des raies. Voir à ce sujet tous les mémoires cités plus haut et en outre Scheiner *Astroph. Journ.* 3 292 1896, Lagrange *Astroph. Journ.* 5 240 1897, Wilsing *Astroph. Journ.* 7 51 1898, Godfrey *Astroph. Journ.* 8 114 1898, Lagrange *Astroph. Journ.* 26 120 1907, Eberhard *Phil. Mag.* 14 [illegible] 1907, etc.

3 Kayser *Phys. Ann. Erlenbaud* 615 1888, Gouy *C. R.* 74 [illegible] 1872, etc., etc.

4 Les longueurs d'onde sont [illegible] par comparaison de [illegible] spectre de fer Eder et Eder son. *C. R.* t. 143 165-1906. Elles sont le résultat des mesures faites sur les clichés positifs. Je n'ai pas la prétention d'indiquer toutes les raies présentant l'effet pression dans la région du spectre étudiée, je n'en signale qu'une partie. Il faut remarquer en outre que ces longueurs d'onde correspondent aux raies *telles qu'elles apparaissent sur les clichés*, qui donnent beaucoup moins de finesse dans le détail que l'observation visuelle à l'oculaire.

1 Liveing et Dewar *Proced. Roy. Soc. of London.* 46-222 1889.

la température au point de vue des radiations absorbées.

J'ai néanmoins constaté de nouveau que la vapeur d'hypoazotide à la température de 100° a un spectre d'absorption qui ne présente pas de différence sensible pour la place des raies avec celui qu'on obtient à la température ordinaire [1].

Ordre de grandeur du déplacement. — La variation de longueur d'onde des raies sous l'influence de la pression dépend de la raie considérée : son ordre de grandeur est de quelques dixièmes d'unité d'Angström pour une variation de pression d'une quinzaine d'atmosphères.

Proportionnalité à la surpression. — On a mesuré en particulier les déplacements des raies $\lambda = 5552,4$ et $\lambda = 5649,2$ de l'hypoazotide et $\lambda = 5552,6$ et $\lambda = 5555,4$ du brome, qui se prêtent le mieux aux observations (fig. 2 et 3).

Voici les moyennes des résultats obtenus pour ces radiations.

Déplacement total sous l'influence de la pression exprimé en 1 100 de millimètre.

		1 à 10 atm	1 à 16 atm	1 à 17 atm
Hypoazotide	λ 5552,4	5.6	9.2	11.9
	λ 5649,2	4.8	8.2	11.1
		1 à 7 atm	1 à 10 atm	1 à 15 atm
Brome	λ 5552,6	4.6	5.9	9.0
	λ 5555,4	5.5	8.1	10.1

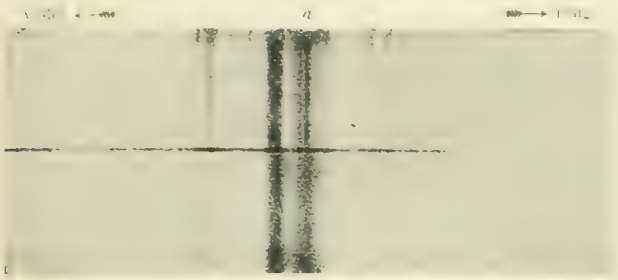


Fig. 2.

En haut, spectre d'absorption de l'hypoazotide gazeux à la pression atmosphérique. En bas, même spectre sous la pression de 16 atmosphères. Les raies $\lambda = 5552,4$ se déplacent vers la droite, c'est-à-dire vers l'extrémité rouge du spectre, quand la pression s'élève.
Grossissement : 4 environ.

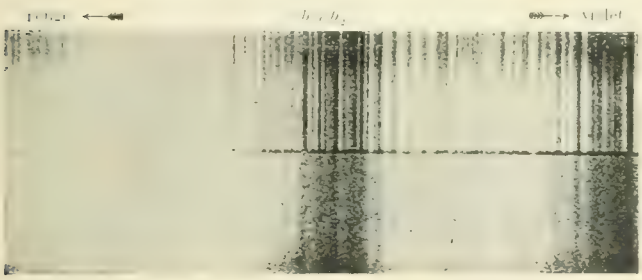


Fig. 3.

En haut, spectre d'absorption de la vapeur de brome à la pression atmosphérique. En bas, même spectre sous la pression de 10 atmosphères. Les raies b_1 $\lambda = 5555,4$ et b_2 $\lambda = 5552,6$ se déplacent vers la droite, c'est-à-dire vers l'extrémité rouge du spectre, quand la pression s'élève. La raie $\lambda = 5554,2$ conserve la même longueur d'onde.
Grossissement : 4 environ.

1. Deux boules, une petite et une grosse, sont reunies entre elles par un tube de communication long et étroit et contiennent de l'hypoazotide en vapeur saturante. Leurs diamètres sont choisis de manière que l'intensité de l'absorption moyenne produite par la grosse boule à la température ordinaire soit à peu près la même que celle de l'absorption de la petite boule chauffée à 100 degrés. Celle-ci est dans un bloc de métal chauffé et percé des ouvertures nécessaires au passage du faisceau lumineux, un thermomètre plongé dans un trou du métal donne la température. On photographie, suivant la méthode indiquée plus haut, les spectres d'absorption du gaz des deux boules, à la même pression par conséquent, mais non à la même température. Les spectres ont paru être identiques.

Rapportons les valeurs trouvées pour le déplacement à une variation de pression de 1 atmosphère en admettant la proportionnalité du déplacement à la surpression. On trouve :

Déplacement calculé pour une variation de pression d'une atmosphère exprimé en 1 100 de mm.

		1 à 10 atm	1 à 16 atm	1 à 17 atm
AzO^2	λ 5552,4	0.62	0.61	0.64
	λ 5649,2	0.54	0.55	0.60
		1 à 7 atm	1 à 10 atm	1 à 15 atm
Br	λ 5552,6	0,76	0.65	0.75
	λ 5555,4	0,91	0,90	0.84

La proportionnalité du déplacement des raies à la variation de pression se vérifie donc d'une manière satisfaisante, eu égard à la difficulté des mesures.

Si l'on tient compte de ce que 6 unités d'Angström correspondent à un intervalle d'environ 2 millimètres dans le spectre, on trouve que la longueur d'onde s'accroît en moyenne de 0,017 U A pour les deux raies citées de l'hypoazotide et de 0,026 U A pour les deux raies du brome, quand la pression augmente d'une atmosphère.

IV. — *Relation avec le phénomène de Zeeman.*

On ne peut agir, jusqu'à présent, que par deux procédés sur les longueurs d'onde des radiations : soit en mettant la source dans un champ magnétique, soit en exerçant sur elle une pression. Y a-t-il une relation entre les effets de ces deux modes d'action ?

Pour le savoir il faut comparer sur les mêmes raies l'influence d'un champ magnétique et celle d'une variation de pression.

1. *Hypoazotide.* — L'étude du phénomène de

Zeeman sur les vapeurs nitreuses a été faite par Righi[1] et Cotton[2], soit en employant l'élégante méthode de l'absorption sélective polarisée entre nicols croisés, soit par l'observation directe ordinaire.

J'ai répété ces expériences en employant la dernière méthode, [illegible] dans le cas où la lumière se propage suivant les lignes de force du champ, et en n'utilisant aucun appareil de polarisation.

L'hypoazotide, en vapeur saturante, est contenu dans un tube de verre de 1 centimètre environ de diamètre[3], à parois très minces et pouvant être placé entre les pièces polaires percées d'un électro-aimant Weiss. Le champ atteint dans ces expériences fut d'environ 15 000 gauss.

J'ai cherché dans le spectre les lignes qui se modifient dans le champ magnétique. On en a jusqu'ici signalé très peu, 5 ou 6[4]. En réalité il y en a beaucoup, mais la modification qu'elles subissent est incomparablement plus petite que celles présentées par les spectres de lignes.

On constate pour certaines raies simples et assez fines un élargissement ou une division en composantes très voisines, quand le champ est établi; pour des ensembles de lignes très serrées, la création du champ produit des modifications de structure de l'ensemble, qui se traduisent soit par une autre distribution des composantes, soit par leur disparition dans une bande unique floue. Mais dans tous les cas, sauf peut-être pour la raie $\lambda = 5894,7$, le phénomène est petit.

L'étude complète de l'action du champ magnétique sur le spectre des vapeurs nitreuses est donc à faire, mais elle exige des appareils de polarisation que je n'ai pas employés dans cette étude préliminaire et des champs extrêmement élevés.

En tout cas, les résultats obtenus ici suffisent pour affirmer que toutes les raies étudiées au sujet de l'action de la pression, sauf 3 ou 4 que je n'ai pu observer, se modifient sous l'influence d'un champ magnétique.

On est donc tenté d'établir un rapprochement entre ces deux phénomènes[1].

Mais l'on peut trouver des raies qui ne sont sensibles qu'à l'une des deux actions étudiées. En particulier les raies $\lambda = 5925,6 - 5856,9 - 5853,9 - 5846,8$, qui ne paraissent pas changer de longueur d'onde par la pression, se transforment dans le champ magnétique.

Les raies $\lambda = 5432,7$ et $5391,6$ ont paru être insensibles au champ et à la pression.

2° *Brome.* — La vapeur de brome donne des résultats plus nets. Contrairement à ce qu'on pouvait attendre[2], il m'a été impossible de constater la moindre action du champ magnétique sur les lignes des bandes du brome, aussi bien au point de vue de leur finesse, qu'au point de vue de leur place dans le spectre, bien que l'observation eût lieu dans les mêmes conditions que précédemment, avec un champ d'environ 15 000 unités.

Il semble donc que s'il existe une relation entre la variation de longueur d'onde sous l'influence de la pression et la modification des raies dans un champ magnétique, elle peut à la rigueur s'appliquer au spectre d'absorption de l'hypoazotide, mais la vapeur de brome y fait sans doute exception.

V. — *Conclusions.*

Les recherches effectuées jusqu'ici sur la variation de longueur d'onde des raies, sous l'influence de la pression, ont montré que les lignes des bandes des spectres d'émission, dans les cas particuliers étudiés, ont une longueur d'onde indépendante de la pression.

Le présent travail établit, au contraire, ce résultat nouveau : certaines lignes des bandes des spectres d'absorption de l'hypoazotide gazeux et du brome en vapeur ont une longueur d'onde qui dépend de la pression.

1. Righi, *C. R.*, **127**, 216, 1898; *C. R.*, **128**, 45, 1899; *C. R. de l'Académie de Bologne*, mai 1899.

2. Cotton, *Le phénomène de Zeeman*, p. 99-100.

3. L'usage d'un tube de diamètre aussi faible est nécessaire [illegible] un champ magnétique intense. Il se présente [illegible] la couche de gaz absorbant est trop mince [illegible] d'absorption soit commode à observer. On [illegible] en utilisant la dissociation de Az^2O^4 [illegible] A cet effet, le tube en verre con[illegible] est entouré d'un tube en clinquant [illegible] passage de la lumière et [illegible] à un câble qui fait quelques tours sur un petit transformateur.

[illegible]

4. J'ai retrouvé, en partie seulement, les résultats de Righi. [illegible] dans le spectre est voisine de celle-ci, qui s'élargit bien quand [illegible]

1. Humphreys, *Astroph. Journ.*, **26**-18-1907, s'exprime ainsi : « Autant qu'on peut en juger d'après les valeurs numériques parues sur le phénomène de Zeeman, en général les lignes qui sont fortement séparées par un champ magnétique présentent de grands déplacements sous l'action de la pression et inversement les lignes de bandes qui ne présentent pas le phénomène de Zeeman ne sont pas sensiblement déplacées par la pression ».

2. M. Righi a constaté que les vapeurs de brome font réapparaître la lumière quand on les place entre les pôles percés de l'électro-aimant muni de deux nicols croisés, la lumière se propageant parallèlement aux lignes de force. M. Cotton, qui a répété cette expérience, n'a pu réussir l'expérience correspondante faite perpendiculairement aux lignes de force. Il se demande si le succès de l'expérience de M. Righi ne s'expliquerait pas par un simple phénomène de polarisation rotatoire magnétique. Il conclut en disant qu'il n'est pas actuellement prouvé que les raies du brome présentent le phénomène de Zeeman (*Le phénomène de Zeeman*, p. 100). Les résultats que j'obtiens ici confirment cette manière de voir.

Les conclusions auxquelles j'arrive dans cette étude sont les suivantes :

1° Un accroissement de pression élargit et rend moins nettes toutes les lignes des bandes d'absorption de la vapeur d'hypoazotide et de la vapeur de brome.

2° Certaines raies de ces spectres conservent une longueur d'onde indépendante de la pression.

3° Pour d'autres raies, que je signale, la longueur d'onde croît quand la pression augmente. L'ordre de grandeur de la variation de longueur d'onde est de quelques centièmes d'unité d'Angström par variation de pression d'une atmosphère.

On a étudié plus particulièrement les raies $\lambda = 5552,4$ et $\lambda = 5649,2$ du spectre d'absorption de l'hypoazotide gazeux et les raies $\lambda = 5552,6$ et $\lambda = 5555,4$ de la vapeur de brome, sur lesquelles on a vérifié la proportionnalité de l'augmentation de la longueur d'onde à l'accroissement de la pression.

Pour les deux premières raies, on a trouvé une variation de longueur d'onde de 0,017 UA par variation de pression de 1 atmosphère, et pour les deux dernières, 0,026 UA dans les mêmes conditions.

4° S'il existe une relation entre le phénomène de variation de longueur d'onde sous l'influence d'une variation de pression et le phénomène de Zeeman, cette relation est peut-être valable pour l'hypoazotide, mais non pour le brome.

Je montre en effet que toutes les raies d'absorption des vapeurs nitreuses, sensibles à la pression, se modifient dans un champ magnétique ; il en est de même d'ailleurs pour quelques autres raies dont la longueur d'onde ne paraît pas varier avec la pression. Pour le brome, au contraire, je n'ai pas vu une seule ligne de ses bandes d'absorption, qui subisse la moindre modification dans un champ magnétique même assez intense.

Joignons à cela la différence d'aspect que présentent ces deux spectres : le spectre d'absorption de l'hypoazotide gazeux est formé d'un nombre considérable de lignes dont les places dans l'échelle des longueurs d'onde ou des fréquences paraissent n'être réglées par aucune loi connue; le spectre d'absorption de la vapeur de brome, au contraire, a la structure rythmée d'un spectre de bandes ordinaire. Il y a lieu de se demander si la différence des aspects des spectres de bandes ne correspond pas, comme ici pour le phénomène de Zeeman, à des propriétés différentes, et si, à côté du spectre de bandes classique, on ne doit pas faire une place à part aux spectres qui rappellent les spectres de bandes ordinaires par leur texture touffue et les spectres de lignes par quelques-unes de leurs propriétés [1].

[Reçu le 18 février 1908.]

MÉMOIRES TRADUITS

Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique [1]

Par P. ZEEMAN

Laboratoire de physique, Université d'Amsterdam

A l'aide de la méthode du champ non uniforme [2], il est possible de suivre un phénomène qui dépend de l'intensité du champ magnétique. L'auteur s'est proposé de l'appliquer à l'étude de l'asymétrie prévue par la théorie de M. Voigt [3] et envisagée ensuite à un autre point de vue par M. Lorentz [4]. Le résultat théorique obtenu par M. Voigt est que, dans le cas du dédoublement d'une raie, les composantes polarisées parallèlement au champ ne sont pas symétriques, que la composante du côté du rouge est la plus intense et que la composante du côté du violet est à une distance plus grande de la raie primitive.

L'asymétrie des distances des raies, c'est-à-dire la différence des distances des composantes extrêmes, à la raie centrale, est, d'après cette théorie, indépendante de l'intensité du champ magnétique.

Le réseau employé a 10 000 traits dans 27 millimètres et

1. Communication faite à l'Académie des Sciences d'Amsterdam le 30 novembre 1907. Les clichés qui accompagnent ce mémoire ont été très aimablement communiqués par l'Académie Royale des Sciences.

2. *Kon. Akad. Wetensch.*, Amsterdam, avril 1906, voy. *Le Radium*, 4-57-1907.

3. Voigt. *Ann. der Phys.*, 1-376-1900.

4. Lorentz. *Kon. Akad. Wetensch.* Amsterdam, novembre décembre 1905.

1. Le second spectre de l'hydrogène pourrait peut-être entrer dans cette catégorie (*Ann. de Ch. et Phys.* VIII, 9-561-1907).

[illegible] 6,5 [illegible], la largeur de la [illegible] monte de manière à [illegible] chaque point de la fente corresponde seulement un point de l'image. Toutes les [illegible] premier spectre.

Alors que [illegible] 5791 est résolue d'une manière asymétrique, la raie voisine 5770 est résolue

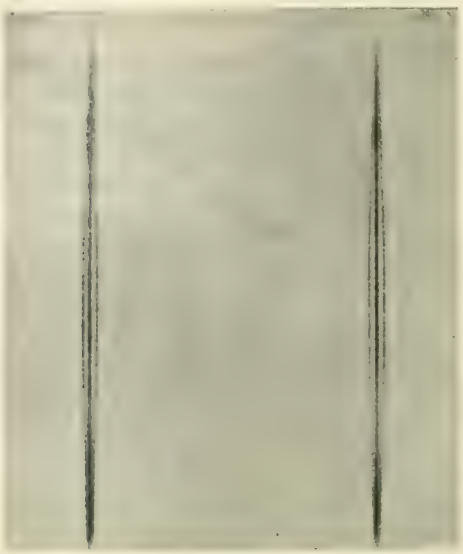


Fig. 1.

par le champ en un triplet parfaitement symétrique ou au moins très approximativement. J'ai utilisé ce fait pour appliquer la méthode optique de mesure du

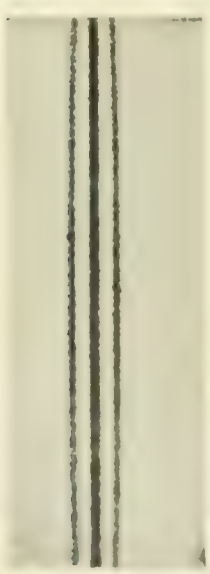


Fig. 2.

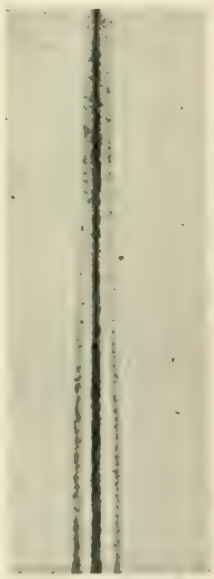


Fig. 3.

champ, ces deux raies jaunes pouvant être facilement photographiées simultanément.

1. [illegible] 61-641 1897.

La figure 1 représente un agrandissement de neuf fois l'un des négatifs. Suivant les mesures de Fabry et Pérot, la différence des longueurs d'ondes des raies jaunes du mercure est 5790,66 — 5769,60 = 21,06 U. A.; 1 millimètre correspond donc dans la figure à 0,551 U. A. La figure 1 montre nettement que la raie 5791 est résolue d'une manière asymétrique. Cela se voit peut-être encore mieux dans les figures 2 et 3, agrandissements de deux portions de la figure 1.

La raie 5770 se sépare toujours symétriquement, de sorte qu'elle peut servir à la mesure du champ magnétique. Sur les négatifs obtenus, 34 séries de mesures ont été faites. Elles se rapportent aux différents points de 10 négatifs obtenus à différents moments. Les tubes à vide employés étaient intentionnellement rendus quelque peu dissemblables. Pour contrôler les résultats, les clichés ont été pris pour différentes valeurs du champ maximum.

Ces clichés peuvent être classés en deux groupes qui diffèrent par la position du réseau. Après en avoir pris 7, j'ai fait tourner le réseau de 180° dans son propre plan pour voir si cela avait de l'influence sur l'asymétrie.

Les résultats montrent que ce n'est pas le cas, mais la distribution apparente des intensités change d'une manière remarquable. Alors que, dans l'une des positions, les clichés des figures 1-4, ont été obtenus, la raie médiane étant intense et les composantes extérieures plutôt faibles, la distribution des intensités est renversée après la rotation du réseau. C'est dans cette dernière position que la figure 1 de mon mémoire précédent a été prise. La raie médiane est très faible et les composantes extérieures prédominantes.

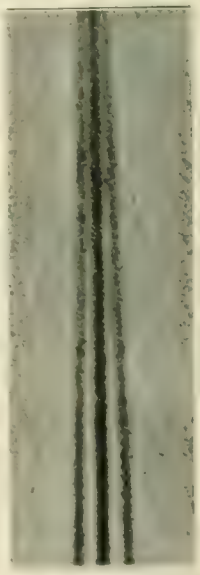


Fig. 4.

Les résultats des mesures ont été traités de la manière suivante. Les écarts des composantes de la raie 5791 vers le rouge et vers le violet sont supposés être fonction des écarts des composantes de la raie 5770, qui peuvent être pris comme proportionnels au champ magnétique. Les écarts des composantes de la raie 5770 peuvent être portés en abscisses et les deux autres en ordonnées.

Les principales valeurs ainsi obtenues sont données dans le tableau suivant en millièmes d'unité Angström. La quatrième colonne donne l'intensité du champ en gauss, en admettant la loi de proportionnalité, aujourd'hui bien vérifiée, et en prenant comme base la moyenne des va-

TABLEAU I.

Séparation moyenne 5770	Séparation 5791		Asymétrie	Intensité du champ en Gauss
	Vers le rouge	Vers le violet		
270	254	259	25	14800
528	285	312	29	18020
562	315	345	32	19860
599	355	388	35	21910
440	394	451	37	24140
455	404	442	38	24880
552	475	523	48	29220

leurs trouvées par Runge et Paschen et par Gmelin (22 765 gauss pour 5 770 + 0,414 et 5 770 — 0,415). Les résultats sont représentés figure 5. La ligne pointillée supérieure est tracée parallèlement à la ligne inférieure à

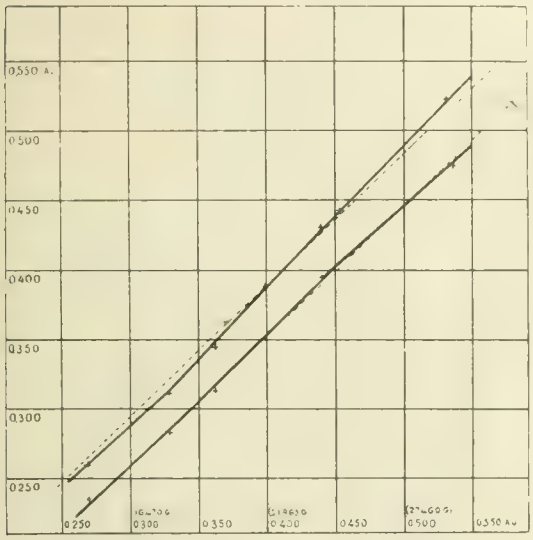


Fig. 5.

une distance de 36 millièmes d'unité Angstrom, comptée suivant l'ordonnée, la moyenne des 34 valeurs obtenues étant de 0,036 U. A.

Nous pouvons déduire de nos observations que, avec les champs employés, de 15 000 à 30 000 gauss, une asymétrie certaine existe qui a au moins une ressemblance frappante avec celle qu'on déduit de la théorie de Voigt.

Dans les deux cas, le cas théorique et le cas expérimental, il y a une différence entre les distances des deux composantes extrêmes à la raie centrale, la composante du côté du rouge étant plus près de la raie médiane que la composante du côté du violet, exactement comme il est prévu par la théorie.

Il existe aussi une dissymétrie entre les intensités de composantes extérieures, dans le sens indiqué par la théorie.

Cette dissymétrie se voit bien sur les figures en ne les regardant pas de trop près, et en couvrant la raie centrale à l'aide d'une petite bande de papier.

D'un autre côté, il semble y avoir un écart entre la théorie et l'expérience en ce sens que la dissymétrie n'est pas constante. Le tableau et le graphique montrent que lorsque le champ décroît de 30 000 à 15 000 gauss, la dissymétrie devient environ moitié moindre[1].

Une erreur suffisante pour amener un point de la courbe sur la droite n'est pas absolument impossible.

Le tableau II donne les erreurs d'abscisses et d'ordonnées en supposant que les lois de variation soient représentées par des droites déterminées de manière que la somme des carrés des distances des points à ces droites soit minimum.

TABLEAU II.

Séparation moyenne 5770	Séparation 5791 vers le rouge	Δa_1	Δo_1	Séparation 5791 vers le violet	Δa_2	Δo_2
270	254	+1,6	—1,8	259	+1,4	—1,5
528	285	—1,2	+1,4	312	—1,6	+1,6
562	315	—2,1	—2,2	345	—2,0	+2,0
599	355	+0,1	—0,1	388	0	0
440	394	+1,5	—1,5	451	+1,0	—0,9
455	404	0,2	—0,2	442	0	0
552	475	—1,0	+1,2	523	0	0

Les clichés semblent indiquer pour les raies une largeur (0,19 U. A.) plus grande que la dissymétrie; cela tient à la largeur de la fente. En utilisant un spectroscope à échelon de grand pouvoir résolvant, l'auteur trouve que leur largeur n'est que de 0,063 U. A.

Des mesures de Michelson faites à l'aide de l'interféromètre dans un champ de 10 000 gauss on peut déduire une largeur de 0,09 U. A.

En prenant une valeur moyenne de 0,07 U. A., on peut donc conclure que la dissymétrie est d'environ la moitié de la largeur de la raie, ou tout au moins que la largeur et la dissymétrie sont du même ordre de grandeur.

Janvier 1908. Extrait par M. Moulin.

1. Une excellente série de mesures faites après la publication de ce travail donne une diminution quelque peu plus faible, la valeur moyenne de la dissymétrie restant la même.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS EXTRAITS ANALYSES INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Note sur l'Ionium. — W. Marckwald et B. Keetmann (*Berichte d. D. Chem. Gesells.*, **51**, 49-1908). — Les [illegible] un grand nombre d'expériences [illegible] les propositions relatives de radium et d'actinium contenus dans les minéraux uranifères. Au cours de ces recherches ils ont reconnu la présence d'une substance nouvelle qu'ils ont pu identifier à l'Io[illegible] par M. Boltwood[1]. La méthode de séparation est un peu différente. La pechblende ou l'autunite est dissoute dans l'acide nitrique ; la solution additionnée d'acide sulfurique donne des sulfates insolubles qu'on sépare de la liqueur. La liqueur est additionnée d'acide fluorhydrique qui précipite des fluorures de thorium, de cérium et d'yttrium. Ceux-ci sont attaqués par l'acide sulfurique concentré ; une addition d'acide oxalique donne des oxalates qui entraînent toute l'activité. C'est dans ces oxalates que se trouve l'Ionium. Les auteurs ont remarqué que l'Ionium à l'état de carbonate est soluble dans le carbonate d'ammoniaque. Ce fait explique pourquoi les résidus du traitement des minéraux uranifères contiennent une si faible quantité d'Ionium.

MM. Marckwald et Keetmann ont observé que 10 grammes d'autunite, contiennent une quantité inférieure à 0 gr. 00001 de plomb. Ce fait mérite d'être rapproché des considérations dans lesquelles on suppose que le plomb est un produit de désintégration de l'uranium.

Le lithium dans les minerais actifs. — William Ramsay et M. Alex. Cameron (*C. R. Académie des Sciences*, **146**-456-1908. Reproduction). — Les résultats intéressants obtenus par M. Mac Coy en Amérique et par Mlle Gleditsch en France, relativement à la présence du lithium dans certains minéraux radifères, n'ont pas la signification exclusive qui leur est attribuée par ces auteurs. Nous avons signalé l'existence du lithium dans les sels de cuivre traités par l'émanation du radium, non pas parce que nous croyons qu'il est le seul produit du changement, mais seulement parce que sa présence ne peut être expliquée que par un tel changement. Nous avons remarqué que le poids du résidu alcalin est plus grand après qu'avant le traitement avec l'émanation et que le spectre du résidu montre les raies jaunes du sodium, et aussi que le spectre du potassium est visible. Nous persistons à croire que la [illegible] donne des membres de son groupe, savoir les métaux de la série alcaline, et que, parmi ceux-ci, c'est le lithium dont la formation est la plus vraisemblable. [illegible] peuvent tirer leur origine du verre. Des expériences actuellement en cours, exécutées dans des vases en silice, donneront une réponse définitive à cette question.

Il nous paraît probable que la proportion des produits doit dépendre [illegible]. Nous avons trouvé qu'en présence de [illegible] en grande partie l'hélium, qui est le produit ordinaire de la désagrégation de l'émanation du radium. Il y a aussi une certaine probabilité qu'en présence d'un sel de cuivre l'argon se produit, sans une trace d'hélium.

Il faut chercher des exemples dans la Chimie pour appuyer notre thèse. Par exemple, l'action du chlorure de chaux sur l'ammoniaque peut donner, suivant les circonstances, de l'azote ou de l'hydrogène. N'est-il pas possible que le lithium ne soit pas un produit constant de l'action de l'émanation sur les sels de cuivre, mais que la présence d'autres métaux détermine sa formation, sans laquelle il peut se former du sodium ou du potassium, ou bien d'autres métaux, qui n'appartiennent pas à la série alcaline? Ce sont des questions que nous espérons résoudre.

[1] [illegible] 4, 557, 1907.

Technique

Sur un électromètre à fil. — C.-W. Lutz (*Phys. Zeitsch.*, **3**, 100-1908 A). — Cet électromètre est assez semblable au galvanomètre à fil d'Einthoven. Sa partie essentielle est aussi un fil de platine extrêmement fin (1 à 2 μ de diamètre) dont la tension peut être réglée par une tête à vis. Le fil, isolé à l'ambre, passe entre deux plateaux parallèles isolés à l'ambre l'un et l'autre. Les déviations qu'il prend sous l'effet des forces électrostatiques sont lues à l'aide d'un microscope à long foyer et à grossissement moyen. Un dessiccateur à sodium peut être adjoint à l'appareil. Celui-ci peut s'employer soit comme idiostatique, soit en montage symétrique ou dissymétrique.

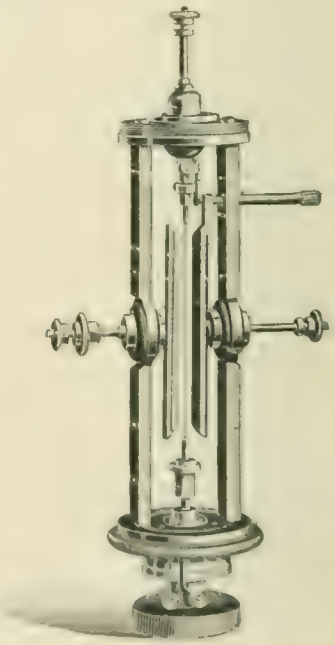


Fig. 1.

Les avantages de ce nouvel électromètre sont sa parfaite stabilité, son apériodicité, sa légèreté, la facilité avec laquelle il permet d'explorer des potentiels très différents par un simple réglage de sensibilité effectué sur la tension du fil. L'auteur le recommande, non seulement pour les études d'électricité atmosphérique, mais pour toutes les expériences électrostatiques où l'on ne dépasse pas un potentiel de 1000 volts.

Léon Bloch.

Le Gérant : [illegible]. 61595. — Paris, Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et C., Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 3. — Mars 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium (William Duane) 65
Sur les courbes de radioactivité induite obtenues par MM. Sarazin et Tommasina (Jacques Danne) . 71
Note sur l'ionium (W. Marckwald et B. Keltmann) . . 96
Le lithium dans les minerais actifs (William Ramsay et Alex. Cameron) 96

Électronique

Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière (J. A. Crowther) 76
Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression (A. Dufour) 86
Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique (P. Zeeman) . . . 95

Technique.

Sur un électromètre à fil (C. W. Lutz) . . . 96

Sommaire par noms d'auteurs

Crowther (J. A.) :
Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière 76
Danne (Jacques) :
Sur les courbes de radioactivité induite obtenues par MM. Sarazin et Tommasina 71
Duane (William) :
Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium 65
Dufour (A.) :
Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression 86
Lutz (C. W.) :
Sur un électromètre à fil 96
Marckwald (W.) et Keltmann (B.) :
Note sur l'ionium 96
Ramsay (William) et Cameron (Alex.) :
Le lithium dans les minerais actifs 96
Zeeman (P.) :
Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique 95

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Bemerkungen zu meiner Arbeit über Münzdurchdrimgungsbilder. — Chr. Jensen (Extr. d. *Ann. der Physik*).

Durch Radium-bez. Röntgenstrahlen heworgerufene Münzabbidungen. — Chr. Jensen (Extr. d. *Ann. der Physik*).

Uber die Fluoreszenz einiger Salyzylsaurer Präparate unter der Einwirking von β und γ Strahlen. — Chr. Jensen (Extr. d. *Zeit. fur wiss. Photophysik*).

Théories modernes sur la matière. — Pozzi-Escot (8e volume des actualités chimiques et biologiques, J. Rousset, édit., Paris).

La radioactivité de la matière. — Pozzi-Escot (9e vol. des actualités chimiques et biologiques, J. Rousset, édit., Paris).

Journal belge de Radiologie. — (*Annales de la Société belge de Radiologie*). Janvier-février 1907, n° 7.

Sur la valeur la plus probable du rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse de l'électron dans les rayons cathodiques — Ch. E. Guye (Extr. des *Arch. des Sc. phys. et nat.*).

Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques. — C. E. Guye et I. Zerbikoff (Extr. des *Arch. des Sc. phys. et nat.*).

Les rayons X ont-ils une action sur les corps radioactifs. — C. E. Guye, A. Schidlof et M. Kleinstaub (Extr. des *Arch. des Sc. phys. et nat.*).

Sur la radioactivité des eaux de Lavey-les-Bains. — E. Sarazin, C. E. Guye et J. Micheli (Extrait des *Arch. des Sc. phys. et nat.*).

Compte rendu des travaux de l'Association française pour l'avancement des Sciences. — 5e session (Reims, 1907).

Handbuch der Spectroscopie. — H. Kayser, vol. 4, 157 [illegible] 72 M. S. Hirzel éd. Leipzig.

Aether a theory of its nature and of its place in the universe. — H. Wilson Londres (The Electrician printing and Publishing Company limited).

Précis de Physique. — A. Turrain (Vuibert et Nony, éditeurs, Paris).

Recueil de manipulations élémentaires de physique à l'usage des candidats au certificat d'études physiques chimiques et naturelles. — (Vuibert et Nony, édit., Paris).

Tables of Minerals. — S. L. Penfield (J. Wiley, éditeur, [illegible], 88 pages, 25 × 14, 1907). — L'auteur a groupé les minéraux de la façon suivante : 1° par système cristallin; — 2° par espèce chimique; — 3° par groupes constituant une roche d'un type déterminé. Les noms des minéraux sont imprimés en 3 types de caractères correspondant respectivement à des minéraux communs ayant un intérêt scientifique ou géologique, à des minéraux rares ayant un intérêt scientifique ou économique enfin à des minéraux rares sans intérêt spécial. Le livre est facile à consulter; il s'adresse tout spécialement aux chimistes et aux physiciens.

Notices

Bulletin des publications nouvelles de la librairie Gauthier-Villars (Année 1907, 4e trimestre).

Catalogue de la librairie H. Dunod et E. Pinat. — Travaux publics. Électricité. Mécanique et industries mécaniques. Chimie. Mines. Métallurgie. Mathématiques. Physique.

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins.
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleemann. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes températures sur l'émanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Etude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densité du courant et de la pression dans différents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction électro-magnétique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques propriétés des rayons α émis par le Radium et par les corps activés par l'émanation du Radium.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.

J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux [illegible]
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Études expérimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du radium.
J.-J. Thomson. — Sur les rayons d'électricité positive.
P. Villard. — Les rayons cathodiques dans le champ magnétique.
R. Wood. — Fluorescence et pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium.
P. Zeeman. — Progrès récents en magnéto-optique.
M P. Zeeman. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique.

RADIATIONS

C. Chéneveau. — Sur la réfraction et la dispersion des corps à l'état dissous.

PHOSPHORESCENCE

L. Brüninghaus. — Les phosphoresces calciques du manganèse.
J. de Kowalski. — Étude sur la luminescence.
L. Matout. — La phosphorescence cathodique.
L. Matout. — La thermoluminescence et la coloration des fluorines.

IONISATION

A. Blanc. — Action d'un champ magnétique sur l'air ionisé en mouvement.
E. Bloch. — Sur l'Ionisation par le phosphore.
Léon Bloch. — Ionisation par barbotage.
M. de Broglie. — Les centres neutres dans les gaz et l'Ionisation par barbotage.
M. de Broglie. — Les centres neutres des gaz issus des flammes (plusieurs mémoires).
A. Cunningham et C. Mukerji. — Charge électrique des gaz récemment préparés.
E. Gold. — La mobilité des ions négatifs dans les flammes.

PHÉNOMÈNES ATMOSPHÉRIQUES

P. Langevin et M. Moulin. — Électromètre enregistreur des ions de l'atmosphère.
M. Moulin. — Sur les égalisateurs de potentiel.
C. Störmer. — Sur les trajectoire des corpuscules électrisés dans l'espace.
P. Villard. — Sur l'aurore boréale.

MÉTHODES ET APPAREILS

M. Culmann. — Spectrographe pour le spectre visible et ultra-violet.
M. Moulin. — L'électromètre à quadrants.

SOMMAIRE DU N° DE FÉVRIER 1908

Mémoires originaux

E. Gléditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du Radium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux minérales.

Mémoires traduits

P. Zeemann. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique. Radiations Ionisation. — Technique.

Revue des Livres

G. Matisse (Analysé par E. Bauer).

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR [illegible]

13, rue Vignon — PARIS

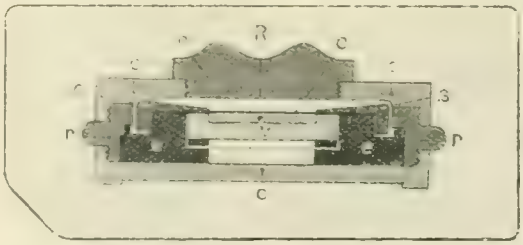
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

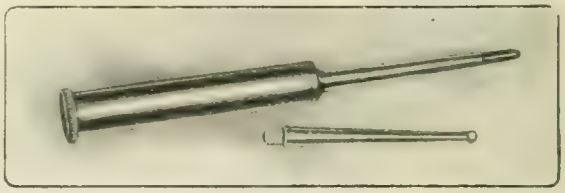
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

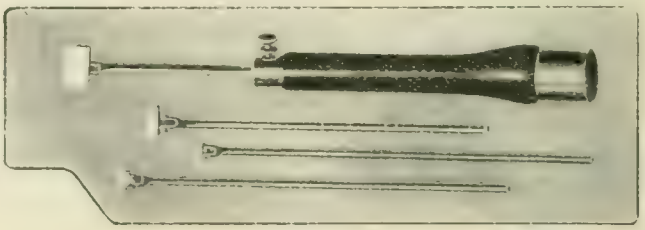
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE

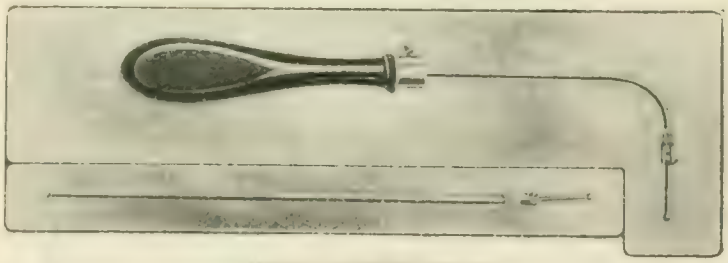
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ

Même disposition que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Contribution à l'étude du rayonnement du polonium

Par Ch. LATTÈS

Faculté des sciences de Paris. Laboratoire de M. Curie.

Objet des Recherches. — Historique.

Ce travail a été entrepris en vue de déterminer si les rayons du polonium, en frappant une surface métallique, donnent ou non naissance à un rayonnement secondaire.

L'expérience fondamentale qui avait conduit à supposer l'existence d'un tel rayonnement a été faite par Mme Curie[1], qui a constaté une modification de l'ionisation produite par le rayonnement d'une préparation de polonium recouverte de deux écrans métalliques superposés, lorsqu'on intervertissait ces écrans.

Cette hypothèse fut corroborée par des expériences de M. Becquerel[2] qui, en recouvrant du polonium avec une mince feuille métallique, obtint des impressions photographiques, à une distance de la préparation où les rayons α eux-mêmes n'exerçaient certainement plus aucune action.

M. Meyer[3], au contraire, à la suite d'expériences sur l'absorption des rayons du polonium, par un même écran placé à des distances variables de la couche active, a proposé une nouvelle explication de l'effet observé par Mme Curie, fondée sur les variations de cette absorption, et ne faisant nullement intervenir l'existence hypothétique d'un rayonnement secondaire ionisant.

MM. Kucera et Masek[4] ont éliminé également la nécessité de cette hypothèse, et proposé d'expliquer l'effet de l'intervention des écrans par une diffusion des rayons α qui ont traversé une couche métallique, diffusion qui influerait sur l'épaisseur utile, et par suite sur l'absorption relative à un second écran interposé sur le trajet des rayons.... Une différence entre les pouvoirs des différents métaux suffirait alors pour expliquer les apparences observées.

En revanche, les expériences de M. W. H. Logeman[5] ainsi que celles de M. M. Moulin[6] sont favorables à l'existence d'un rayonnement secondaire lent, qui a été mis en évidence en mesurant sa charge. M. Logeman arrivait à mettre en évidence la part due aux rayons secondaires dans la charge que prenait un plateau d'aluminium ou de cuivre exposé au rayonnement d'une plaque de polonium, en observant la différence des vitesses de charge suivant que le rayonnement était ou non soumis à l'action d'un champ magnétique intense.

M. Moulin a disposé ses expériences d'après un principe analogue. Les rayons α d'une lame de platine recouverte de polonium se propageaient dans le vide et venaient frapper une plaque métallique. On laissait dans une première expérience les rayons secondaires s'éloigner de la plaque en emportant leur charge, et dans une seconde on les ramenait au contraire sur la plaque par l'action d'un champ magnétique ou électrique convenable. La différence des variations de charge de la plaque dans ces deux cas conduit M. Moulin à conclure en faveur de l'existence d'un rayonnement secondaire lent, chargé négativement, et dénué de pouvoir ionisant.

Dans mes expériences, j'ai tenté de mettre en évidence l'existence d'un rayonnement secondaire par un effet d'ionisation. J'ai également tenté d'obtenir à l'aide du rayonnement cherché une impression photographique.

Les deux méthodes m'ont conduit à un résultat négatif.

A. — *Méthode électrique.*

Première série d'expériences. — *Principe.* — Pour déceler l'existence possible d'un rayonnement secondaire ionisant, j'ai mesuré le courant de saturation entre deux toiles métalliques exposées au rayonnement du polonium, et j'ai cherché si ce courant était modifié lorsqu'on posait sur la toile supérieure une plaque métallique. Il aurait dû en être ainsi, si la surface de cette plaque frappée par les rayons α avait émis entre les mailles de la toile des rayons secondaires capables d'ioniser l'air de la chambre.

1. Mme S. Curie. *Thèse de Doctorat*. 84-85.
2. Becquerel. *C. R.*, **136**. 977-981.
3. Meyer. *Physikalische Zeitschrift*, 917-920-1905.
4. Kucera et Masek. *Physikalische Zeitschrift*. 1906-650-654. — Kucera. *Le Radium*. 4-75-1907.
5. Logeman. *Proceedings of the Royal Society of London* A 78. 212-217-1905.
6. M. Moulin. *Le Radium*, 4-552-1907.

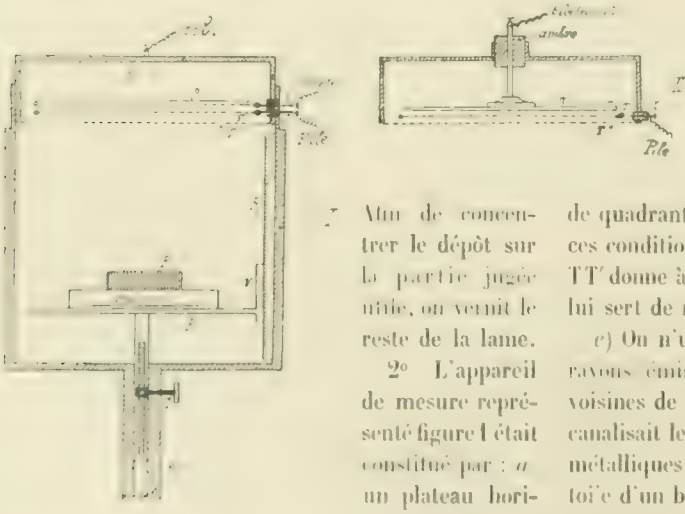
L'appareil dont je disposais me permettait de déplacer la chambre d'ionisation par rapport à la source de rayons, c'est-à-dire d'étudier les rayons α à des distances variables de leur origine, comprises entre 2 centimètres et la valeur du parcours maximum dans l'air (3cm9 à 4cm).

A aucune distance je n'ai observé de variation sensible du courant de saturation, soit en introduisant une plaque, soit en remplaçant une plaque par une autre de métal différent.

Dispositif expérimental. — 1° La préparation de polonium était constituée par un dépôt sur lame de platine obtenu de la manière suivante : la lame était préalablement recouverte d'une couche mince de bismuth, à cet effet, on l'utilisait comme cathode dans l'électrolyse d'un bain d'eau acidulée par le dixième de son poids d'acide sulfurique, l'anode soluble étant constituée par une plaque de bismuth fondu en présence de cyanure de potassium.

Pour que le bismuth déposé forme une couche adhérente et régulière, il est bon de laver la lame de platine à l'eau distillée dès que le dépôt commence, pour éliminer les bulles gazeuses adhérentes à la lame. La densité de courant employée correspondait à 5 milliampères pour une lame de 6 centimètres carrés.

La lame ainsi préparée était ensuite plongée dans une dissolution chlorhydrique de polonium, obtenue en chassant l'acide azotique d'une dissolution de polonium dans l'eau régale. — Dans ces conditions le bismuth déplace le polonium qui se dépose sur la lame.



Afin de concentrer le dépôt sur la partie jugée utile, on vernit le reste de la lame.

Fig. 1.

2° L'appareil de mesure représenté figure 1 était constitué par : *a* un plateau horizontal P destiné à supporter la préparation et mobile dans le sens vertical au moyen d'une crémaillère C; un vernier au dixième V solidaire de ce plateau et se déplaçant devant une réglette verticale fixe R, permettait d'évaluer les distances de la préparation à la chambre d'ionisation.

b) Celle-ci était contenue dans une boîte cylindrique en laiton E soutenue par deux colonnes dont l'une portait la règle R. La chambre d'ionisation était formée par deux toiles en fil fin de cuivre tendues parallèlement sur deux cerceaux métalliques isolés. La distance des deux toiles était d'environ 0mm,5, la partie médiane de la chambre correspondant au zéro de la réglette. Chacun des cerceaux était fixé au corps de la boîte par une tige métallique isolée à l'ébonite et se terminant extérieurement par une borne. Ainsi aux toiles T, T′ correspondaient les bornes *b*, *b*′. La toile inférieure T′ était reliée par la borne *b* au pôle positif d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre pôle était au sol, ce qui portait cette toile à un potentiel constant, suffisant pour assurer la saturation. — L'autre toile T′ était reliée par *b*′, à l'électromètre. — Une troisième toile métallique T″ tendue au fond de la boîte B, et par suite au sol comme elle, formait écran électrique au-dessous de la chambre d'ionisation.

c) Le courant d'ionisation était mesuré à l'aide d'un électromètre à quadrants et par la méthode de la fuite constante.

J'ai employé d'abord un électromètre à fil de quartz dont l'aiguille, chargée par contact avec le mercure d'un godet mobile relié à une batterie d'accumulateurs, puis isolée, gardait assez bien sa charge pendant une série de mesures. Plus tard, j'ai substitué au fil de quartz un fil métallique, ce qui permettait de maintenir un potentiel constant à l'aiguille : ce dernier dispositif m'a donné des résultats plus réguliers.

d) La fuite constante était formée par un condensateur du modèle ordinairement employé en radioactivité, dont le plateau inférieur, relié au sol, supportait une lame d'argent recouverte d'un dépôt de polonium, et dont le plateau supérieur était relié à la même borne de l'électromètre que l'appareil d'ionisation. L'autre paire de quadrants de l'électromètre est reliée au sol. Dans ces conditions, le courant de saturation entre les toiles TT′ donne à l'électromètre une déviation constante qui lui sert de mesure.

e) On n'utilisait pour produire l'ionisation que les rayons émis par la préparation dans les directions voisines de la normale. Pour éliminer les autres, on canalisait le rayonnement par un faisceau de tubes métalliques verticaux, constitué en l'espèce par la toile d'un bec Meker et figuré en F.

f) Les plaques métalliques que l'on posait sur la toile T′ étaient de simples disques découpés dans des feuilles métalliques assez minces pour que leur poids ne déformât pas la toile.

Résultats. — On construisait les courbes de variation du courant de saturation avec la distance, en laissant d'abord la toile T′ découverte, puis en la couvrant avec des plaques de métaux divers.

Je constatai bientôt que le dispositif adopté pour

charger l'aiguille tant que j'ai conservé le fil de quartz, ne lui conservait pas une charge assez constante, malgré le soin apporté à nettoyer le fil de quartz, pour que les courbes tracées successivement avec deux plaques métalliques différentes, sans recharger l'aiguille, pussent indiquer avec certitude, par leurs différences, une différence dans les rayonnements secondaires cherchés; on ne gagnait pas beaucoup à ce point de vue en chargeant l'aiguille avant chaque série de mesures, car la charge initiale était loin d'être parfaitement définie. J'ai obvié dans la mesure du possible à cet inconvénient en croisant les lectures, c'est-à-dire en mesurant successivement, pour une même distance de la préparation aux toiles, les courants correspondant aux différentes plaques métalliques. On intervertissait d'ailleurs pour les distances successives, l'ordre des lectures pour les différents métaux, en sorte que les petites variations possibles de la charge de l'aiguille ne pouvaient se traduire que par un changement de l'allure générale de toutes les courbes et non par une divergence entre les courbes correspondant aux différents métaux.

Les lectures étaient d'ailleurs corrigées de la valeur de la fuite propre de l'appareil, qui était lue à différentes reprises pendant une série de mesures et s'est montrée assez constante pour que cette correction n'introduise aucune erreur sensible.

J'ai utilisé des plaques de zinc, de plomb, d'aluminium, et j'ai observé une coïncidence assez parfaite des courbes obtenues avec les diverses plaques, et sans plaque, pour permettre déjà de conclure à l'absence de tout rayonnement secondaire capable de produire une ionisation mesurable dans les conditions des expériences.

Dans le tableau suivant qui indique les nombres fournis par une série de mesures, les chiffres de la première colonne représentent les distances en millimètres de la préparation à la chambre d'ionisation et ceux des colonnes 2, 3, 4, 5 les valeurs des courants de saturation correspondants, la toile T′ ne supportant aucune plaque (2), ou des plaques d'aluminium (3), de zinc (4), de plomb (5). Ces valeurs sont exprimées

Distances en mm	Aucune plaque	Plaques métalliques		
		Al	Zn	Pb
Fuite propre	55	55	55	55
21	184	184	184	184
23	194	190	195	196
25	206	204	207	207
27	222	222	222	222
29	240	257	241	257
31	258	242	240	242
33	208	207	209	207
36	92	92	92	90
38	24	22	22	22
40	0	0	0	0

en millimètres de déviation constante et corrigées de la valeur de la fuite propre, indiquée en premier lieu.

Ces résultats, qui résument assez bien ma première série d'expériences, sont traduits graphiquement par la figure 2. On voit que les courbes correspondant aux

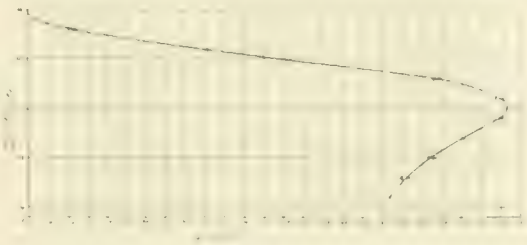


Fig. 2.

Appareil sans aucune plaque
— avec plaque d'aluminium ⊙
de zinc
de plomb •

quatre cas étudiés étant sensiblement confondues, on s'est borné à tracer une courbe unique, tout en figurant les points représentatifs des divers cas.

Toutefois, les diverses expériences faites avec cette méthode n'ayant pas toutes donné des résultats aussi concordants, on attribua ces irrégularités observées à la modification des effets de diffusion des ions que peuvent produire ces plaques métalliques, et aux variations possibles du volume d'air ionisé par les déformations de la toile T′. On a éliminé ces causes d'erreur en modifiant légèrement l'appareil de mesure.

Deuxième série d'expériences. — On n'a changé dans le premier dispositif que la chambre d'ionisation : la toile supérieure T′ était remplacée par un plateau métallique π, relié à l'électromètre. Ce plateau métallique, vissé sur une tige fixée au couvercle de l'appareil, et isolé à l'ambre, comme l'indique la figure 2 (II), pouvait être enlevé à volonté et remplacé par un autre de métal différent. Les différents plateaux avaient été très soigneusement travaillés, de manière à présenter tous la même épaisseur, et venaient buter, une fois vissés, contre un renflement de la tige, plan à sa partie inférieure, ce qui assurait à la chambre d'ionisation, dans la comparaison des différents métaux, une forme et un volume très bien définis. En outre, ce nouvel arrangement présentait sur le premier l'avantage de pouvoir mettre en évidence tout rayonnement secondaire ionisant, même très absorbable qui aurait pu ne pas se manifester dans les premières mesures si l'épaisseur d'air comprise entre la face inférieure des plaques métalliques et la face inférieure de la toile T′, avait été suffisante pour le supprimer.

L'électromètre employé dans ces nouvelles mesures était à fil métallique, ce qui permettait de maintenir l'aiguille à un potentiel constant de 88 volts. Les causes

d'irrégularités dans les variations de charge de l'aiguille étant donc aussi supprimées.

Diverses séries d'expériences, faites avec des plateaux de cuivre, de zinc, d'aluminium, de laiton ont fourni une coïncidence parfaite, eu égard au degré de précision des expériences, pour les courbes correspondant aux différents métaux.

Dans le tableau suivant, qui résume une série d'expériences, les différentes grandeurs sont exprimées avec les mêmes unités que dans le tableau donné plus haut. Les déviations données par les divers courants sont corrigées de la fuite propre de l'appareil.

	Matière des plateaux		
	Aluminium	Cuivre	Zinc
24	120	119	122
25	127	128	129
26	150	159	158
27	154	150	»
28	160	160	158
29	168	164	»
30	171	169	170
31	175	174	176
32	175	169	176
33	165		169
34		151	»
35	117		119
36	»	87	»
38	29	27	28
40	1	1	1

Ces résultats sont représentés graphiquement par la courbe de la figure 5, obtenue en portant en abscisses les courants de saturation, et en ordonnées les dis-

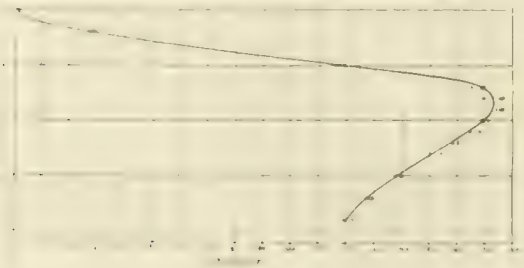


Fig. 5.

tances de la préparation à la chambre d'ionisation. Encore ici, une seule courbe à pouvoir figurer.

La coïncidence des trois courbes permet simplement, en toute rigueur, de conclure à l'invariabilité du rayonnement secondaire émis par le plateau, lorsqu'on change le métal de celui-ci. Mais étant donnée la nature très différente des métaux employés au point de vue des émissions secondaires, cette invariabilité répond, selon toute vraisemblance, à l'absence de tout rayonnement secondaire.

Troisième série d'expériences. — *Effet de l'interversion des écrans sur le rayonnement du polonium en couche mince.* — Les résultats précédents avaient été obtenus en employant, comme source de rayons, du polonium déposé en couche mince sur une lame de platine.

L'expérience de Mme Curie sur l'interversion des écrans avait été faite avec des produits polonifères beaucoup moins actifs et formant une couche d'épaisseur notable.

Il y avait donc lieu de se demander si l'interversion aurait produit des différences d'absorption aussi considérables, en prenant comme source du polonium en couche mince.

J'ai donc repris l'expérience en question en utilisant successivement des nitrates polonifères en couche épaisse, et une lame d'argent recouverte d'un dépôt mince de polonium (celle qui m'avait servi de fuite dans mes premières mesures).

Les écrans métalliques employés étaient constitués par un nombre convenable de feuilles minces de métaux battus, collées entre deux couronnes de papier. Un même écran portait sur ses deux faces des feuilles de métaux différents.

Les groupes de deux métaux (ou alliages) utilisés ont été les suivants :

Aluminium-cuivre.

Aluminium-argent.

Aluminium-platine.

Etain-laiton.

Remarquons que si l'on s'en tient à la première explication de l'effet d'interversion, c'est-à-dire à l'existence d'une émission secondaire pour certains des métaux, on ne pouvait songer à mesurer l'ionisation à une certaine distance des écrans, comme permettait de le faire le dispositif des premières expériences. Il fallait, et c'est d'ailleurs ainsi qu'a été faite l'expérience originale, s'en tenir à un appareil où tous les rayons qui sortent des écrans sont utilisés pour produire le courant d'ionisation mesuré.

J'ai utilisé à cet effet un condensateur du modèle ordinaire dont le plateau inférieur, porté à un potentiel suffisant pour assurer la saturation, supportait sa préparation active et l'écran, posé sur une bague métallique de 6 mm. de hauteur.

On n'utilisait plus seulement ici les rayons voisins de la normale, mais tous les rayons émis.

Dans ces conditions, l'interversion des écrans produit, aussi bien pour le polonium en couche mince que pour le polonium en couche épaisse, une différence d'absorption, mais cette différence est un peu moins marquée dans ce premier cas que dans le second.

Il n'y a pas lieu de s'étonner que la seule mesure commune à cette série et à celle publiée par Mme Curie[1], qui est celle relative au couple étain-laiton,

1. Mme Curie, *Thèse de Doctorat*, 85.

n'accuse pas exactement la même différence d'absorption produite par le renversement de l'ordre des écrans. En effet, les épaisseurs d'écrans employées n'étaient pas les mêmes dans les deux cas, et de plus, la distance des écrans à la préparation qui influe également sur le phénomène, avait sans doute varié également d'une expérience à l'autre.

Les chiffres du tableau suivant, qui résume mes observations, représentent les courants de saturation en unités arbitraires : ce sont des nombres inversement proportionnels aux temps employés par le spot de l'électromètre pour parcourir l'intervalle de deux divisions fixes de la règle. Ils sont corrigés de la fuite propre de l'appareil.

Nature des écrans	Courants de saturation	
	Polonium en couche épaisse	Polonium en couche mince
Étain-laiton	95.6	21.2
Laiton-étain	58.5	9.5
Aluminium-cuivre	72.6	14.4
Cuivre-aluminium	59.2	12.5
Aluminium-argent	79.0	21.2
Argent-aluminium	56.9	18.0
Aluminium-platine	117	32.4
Platine-aluminium	94	27.6

B. ***Méthode photographique.***

La source de rayons utilisée dans les expériences photographiques était le dépôt de polonium sur lame de platine, qui m'avait servi dans les mesures d'ionisation.

Pour avoir un pinceau de rayons nettement défini, je plaçais la lame au fond d'une petite boîte de laiton à peu près cubique, munie intérieurement de deux cloisons en laiton de 0 mm.5 d'épaisseur, percées de deux fentes en regard de 1 millimètre de largeur et placées respectivement à 5 millimètres et 15 millimètres du fond de la boîte.

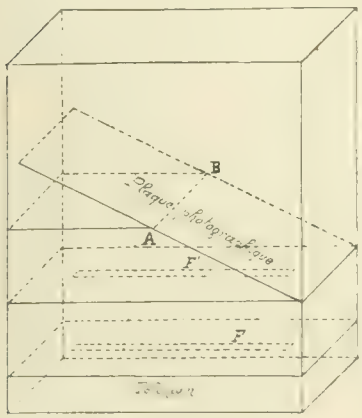


Fig. 4.

Sur la cloison supérieure, ainsi que l'indique schématiquement la figure 4, reposait la plaque photographique que l'on maintenait inclinée à environ 60° des rayons : à cet effet, tandis que le bord inférieur butait contre une des parois latérales de la boîte perpendiculaire aux fentes, la partie médiane était soutenue par une cloison parallèle aux deux premières, mais qui, étant limitée au milieu de la boîte, formait console.

C'est le bord de la console, soigneusement dressé, qui aurait dû être le siège d'une émission secondaire, et si cette émission était capable d'impressionner la plaque (j'employais des plaques Σ très sensibles), on aurait dû observer à la partie supérieure de l'impression produite par le pinceau de rayons directs, une bouppe ou un trouble quelconque.

J'ai fait une dizaine d'expériences, les unes à la pression atmosphérique, les autres à une pression inférieure à 1 millimètre de mercure, réalisée en plaçant l'appareil sous une cloche rodée sur un plan de verre, dans laquelle on faisait le vide avec une trompe : le temps de pose a varié entre 15 heures et 4 jours. Dans aucun cas, on n'a observé la moindre trace des apparences attendues. Une des épreuves obtenues est représentée figure 5.

Fig. 5.

La seule singularité présentée par les épreuves était l'existence permanente de deux maxima d'impression situés sur le prolongement des deux plans parallèles définis par les bords en regard des fentes, c'est-à-dire sur les lignes de séparation de l'ombre et de la pénombre géométriques. On avait d'abord attribué cet aspect à un rayonnement secondaire émis par les bords des deux fentes, dans la direction des rayons incidents qui frappaient tangentiellement le métal. Pour accentuer cet effet, on a été conduit à remplacer les deux fentes par une fente unique à bords épais, formée par deux blocs de laiton de 10 millimètres d'épaisseur et écartés de 2 millimètres. Ce nouveau dispositif donnait effectivement deux maxima très nets. Mais tous les essais tentés en vue de séparer les rayons secondaires hypothétiques et les rayons directs, soit en absorbant les uns ou les autres par des feuilles métalliques d'épaisseur convenable placées sur la fente, soit en déviant les rayons secondaires par un champ magnétique intense, ont échoué. On n'a pas davantage réussi à supprimer les maxima, ou à en modifier sensiblement l'intensité, en recouvrant les bords de la fente avec de l'aluminium, ce qui diminuait beaucoup la probabilité d'une émission secondaire.

En dernière analyse, on a été amené à attribuer les apparences observées à un effet photographique d'ordre général, signalé par M. Sagnac[1].

Effectivement, les épreuves obtenues en remplaçant le rayonnement du polonium par de la lumière, diffusée par un verre dépoli substitué au fond de la

1. Sagnac, *Journal de Physique*, 5e série, VI, 175.

[illegible], présentant des apparences tout à fait analogues.

En résumé, les résultats donnés par les deux méthodes de [illegible] employées, indiquent que les rayons du polonium, en frappant une surface métallique, ne donnent [illegible] à aucune émission secondaire capable de produire une ionisation de l'air, ou une impression [illegible]. Ces deux effets étant généralement connexes, il est naturel qu'ils soient simultanément absents pour les rayons secondaires lents signalés par M. Logeman et par M. Moulin.

En ce qui concerne l'expérience fondamentale sur l'interversion des écrans, la comparaison des nombres publiés par Mme S. Curie, par MM. Kucera et Masek, par M. E. Meyer, et de ceux que j'ai obtenus, indique nettement que la variation d'ionisation produite par le renversement est beaucoup moins considérable lorsqu'on utilise des rayons de direction bien définie, traversant normalement les écrans, que lorsqu'on emploie des faisceaux largement ouverts, comme dans les autres séries de mesures. Il semble que, dans le premier cas, la variation d'absorption des rayons α avec la vitesse suffise, comme l'a montré M. Meyer, pour interpréter les résultats obtenus. Quant à l'exagération de l'effet d'interversion observée lorsqu'on utilise des rayons obliques aux écrans, il semble difficile de l'attribuer à l'inclinaison même des rayons par rapport à la surface des écrans, qui ne peut guère être envisagée comme une surface plane par rapport aux dimensions des projectiles constituant les rayons α : l'effet de diffusion signalé par MM. Kucera et Masek serait alors prépondérant.

Ce travail a été exécuté dans le laboratoire de Mme Curie, à la Faculté des sciences de Paris. Il me reste, en terminant, à exprimer à Mme Curie et à M. Debierne toute ma reconnaissance pour les conseils bienveillants qu'ils n'ont cessé de me donner et qui m'ont permis de mener à bon terme mes expériences.

Reçu le 5 avril 1908.

Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique

Par H. DADOURIAN

1. On peut dire que l'étude de la radioactivité atmosphérique a eu pour origine l'intéressante découverte faite par Elster et Geitel[1] en 1901. Ces auteurs ont trouvé que, lorsqu'un conducteur chargé négativement est exposé à l'air libre pendant un temps court, il présente temporairement les propriétés des corps radioactifs. Successivement ils ont montré dans une série de recherches[2] que cette activité est due à une substance solide qui est attirée vers le corps chargé et qui s'y dépose sous l'action du champ électrique. Le dépôt actif a pu être isolé par dissolution dans un acide puis évaporation à sec de cette solution; le résidu ainsi obtenu possède les propriétés générales des produits de transformation rapide des substances radioactives.

Un certain nombre d'expérimentateurs ont obtenu des résultats analogues, dans des conditions expérimentales différentes et dans diverses localités. Rutherford et Allan ont fait une étude de la loi de désactivation du dépôt actif et ont trouvé que l'activité disparaissait suivant une loi exponentielle de moitié de sa valeur, en 45 minutes; cette valeur ne correspond ni à la constante de l'émanation du radium, ni à celle du thorium, on ne peut donc *a priori* admettre la présence dans l'atmosphère de l'une ou l'autre de ces émanations. Toutefois les auteurs avaient conclu de la façon suivante :

« Les différences observées sur la pénétration et sur la loi de décroissance nous permettent de conclure que l'activité induite de l'air ne peut être attribuée à la présence d'aucune substance connue dans l'atmosphère. »

Elster et Geitel[1] ont montré depuis que les courbes de décroissance du dépôt actif extrait de l'air pouvaient parfaitement se superposer à celles de l'émanation du radium; mais les observations sur la décroissance n'étaient pas poursuivies plus de 2 heures après l'activation du corps; il en résultait que l'accord se rapportait à une plus petite région de la courbe de décroissance. Dans la suite l'accord était tout à fait insuffisant en comparaison de la précision des mesures, si toutefois le dépôt actif de l'air avait été dû à la présence de l'émanation du radium. Peu de temps après la publication du travail d'Elster et Geitel, Allan[2] publiait une note dont les conclusions sont les suivantes : « La différence des lois de décrois-

1. Geitel, *Le Radium*, 2 [illegible] 1905.
2. Geitel, *Le Radium*, 2 [illegible] 1905.
3. [illegible] et Allan, *Phil. Mag.*, 4 [illegible] 1902; [illegible], *Phys. Zeitsch.*, 5 [illegible] 1904; [illegible], *Phil. Mag.*, 6 [illegible] 1903; [illegible], *Phys. Zeitsch.*, 4 [illegible] 1905.

1. Elster et Geitel, *Phys. Zeitsch.*, 5 11 1904.
2. Allan, *Phil. Mag.*, 7 140 1904.

sance de l'activité induite obtenues dans différentes conditions semble due à ce que la radioactivité de l'atmosphère est complexe. »

Bumstead[1] a été le premier à montrer la véritable nature de l'activité atmosphérique et à expliquer les divergences qui existent entre les dépôts actifs de l'air et ceux qu'on obtient avec l'émanation du radium ou du thorium. Comme l'avaient fait d'autres expérimentateurs, il a exposé à l'air un fil chargé négativement et a observé la loi de décroissance de l'activité après suppression du champ électrique. Mais au lieu de confiner ses observations pendant les premières heures de la désintégration il les a poursuivies pendant un temps suffisant pour que les produits de transformations rapides du radium soient presque totalement transformés. Il a alors observé qu'il restait une faible activité, à loi de décroissance plus lente, identique à celle de l'émanation du thorium; l'activité des produits à décroissance lente était, pour une activation de 3 heures, de 3 à 5 centièmes de l'activité initiale et pour une exposition de 12 heures de 15 centièmes. Quand l'activité de ces produits était retranchée de l'activité totale à chaque instant, la loi de décroissance de l'activité était analogue à celle du dépôt actif obtenue avec celle de l'émanation du radium. Il en avait conclu que la radioactivité atmosphérique était due à la présence de l'émanation du radium et du thorium dans l'air.

Plusieurs expérimentateurs[2] ont montré la présence de l'émanation du radium dans l'air du sol bien avant la découverte de la nature exacte de la radioactivité atmosphérique. Ces expérimentateurs ont trouvé qu'il y avait un accord complet entre les courbes de décroissance de l'émanation du radium et celles obtenues avec les gaz radioactifs du sol. J'ai montré plus tard que la radioactivité de l'air du sol était due à la présence de l'émanation du radium et aussi à celle du thorium; j'ai montré que le parfait accord entre les courbes de décroissance entre les gaz radioactifs et l'émanation du radium n'était pas dû à l'absence de l'émanation du thorium dans le sol mais à sa disparition, pendant la courte durée nécessaire pour transvaser les gaz actifs du sol dans l'appareil de mesure[3]. En raison de la décroissance rapide de l'émanation du thorium, il est très difficile de déceler sa présence dans l'air du sol par des observations directes sur la loi de décroissance de l'activité des gaz radioactifs. Cette difficulté était évitée en étudiant la loi de décroissance du dépôt actif obtenu avec les gaz du sol.

On a creusé une cavité de 50 centimètres de diamètre et 2 mètres de profondeur au voisinage du laboratoire de physique. On suspendait dans la cavité un fil, enroulé sur un cylindre, qu'on chargeait négativement, on fermait la partie supérieure de la cavité et on aspirait l'air au moyen d'une pompe dans le but de maintenir les fils en contact avec de l'air frais provenant du sol. Après 3 heures d'activation on retirait le fil et on observait la loi de décroissance de l'activité. 5 pour 100 de l'activité initiale étaient dus aux produits de désintégration de l'émanation du thorium, la différence correspondant à celle de l'émanation du radium.

Il faut remarquer qu'on doit tenir compte du temps d'exposition; ainsi les résultats de Bumstead ne donnent pas une mesure de la quantité relative d'émanation de radium et de thorium présente dans l'air de New-Haven. Les mesures que j'ai effectuées donnent une valeur de ce rapport dans les gaz du sol. L'activité d'un corps chargé négativement placé à l'air libre ou dans le sol est due au moins à six produits de désintégration du radium et du thorium : Ra A, Ra B, Ra C, Th A, Th B et Th C. Chacun d'eux s'accumule et décroît suivant une loi bien définie caractéristique de chaque substance; il en résulte que la quantité de chacun de ces produits de désintégration présente à un instant donné pendant l'activation sur le corps chargé négativement n'est pas en général proportionnelle à la quantité correspondante des produits présents dans l'unité de volume d'air.

Si P est le nombre de particules de l'un quelconque de ces produits présents sur le fil chargé à un instant donné de l'exposition, la loi de désactivation est représentée par une exponentielle de la forme $P = P'e^{-\lambda t}$ dans laquelle P' est le nombre de particules au temps $t = o$ et λ la constante de désintégration. Si maintenant p représente le nombre de particules transformées en une seconde on a :

$$p = \int_{t}^{t+1} dP$$

$$= \lambda P$$

En d'autres termes, le nombre de particules transformées est proportionnel au nombre de particules présentes. Donc $\lambda P\, dt$ représente le nombre de particules transformées pendant le temps dt. Si l'air est en équilibre radioactif, le nombre de particules déposées par seconde sur le fil est constant. Si q est ce nombre on a :

$$dP = \lambda P\, dt + q\, dt$$

par la transformation dans le nombre de particules pendant le temps dt.

En intégrant et en tenant compte de ce que $P = o$ pour $t = o$ on a :

$$P = \frac{q}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

1. Bumstead, *American Journ. of Sc.* 18 1 1904.
2. Elster et Geitel, *Phys. Zeitsch.*, 3 574 1902 et 5 11 1904. Epert et Ewers, *Phys. Zeitsch.*, 4 162 1902. Gockel, *Phys. Zeitschr.*, 4-604 1903. Bumstead et Wheeler, *American Journ. of Sc.* 27 97 1904.
3. Dadourian, *American Journ. of Sc.* 19 16 1905.

[illegible] vers $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ asymptotiquement à mesure que le temps croît indéfiniment. Si P_0 est cette valeur [illegible]

$$P = P_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

si les produits de désintégration considérés ne sont pas des produits sans rayons, l'ionisation produite est proportionnelle au nombre de leurs particules, alors

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

où I est la valeur de l'ionisation à un moment quelconque de l'exposition et I_0 la valeur qu'elle aurait atteinte si l'exposition avait été prolongée pendant un temps infiniment long. Théoriquement une exposition infiniment longue est nécessaire pour que chacun des produits de désintégration atteigne sur le fil une valeur correspondant à l'équilibre. Toutefois, une courte exposition suffit pour que l'ionisation due à l'un quelconque des produits s'approche à moins d'un centième de la valeur qui correspond à l'équilibre. La dernière colonne des tables suivantes donne le temps d'exposition nécessaire pour que l'ionisation produite par les six produits de désintégration atteigne les 0,99 de la valeur correspondant à l'équilibre.

Les 2 ou 3 dixièmes de l'ionisation initiale totale sont dus aux produits du thorium; la différence correspond au radium. En d'autres termes l'ionisation initiale produite par les produits du thorium est environ les 25 ou 40 centièmes de celle qui correspond aux produits du radium.

Ce résultat est beaucoup plus petit que celui observé par Blanc[1] à Rome. Cet auteur trouve que l'activité totale initiale d'un fil exposé à l'air libre à Rome pendant 3 jours est due pour 50 ou 70 pour 100 aux produits du thorium. Il est vrai que ces observations et les miennes sont basées sur des unités d'ionisation arbitraires de telle façon qu'on ne peut tirer aucune conclusion des qualités relatives d'émanation du radium et du thorium présentes dans l'unité de volume de l'atmosphère de Rome et de Newhaven; ce qu'il y a de certain, c'est que le rapport des quantités d'émanation de radium et de thorium est plus grand dans l'atmosphère de Rome que dans celle de Newhaven.

3. Nous pouvons utiliser les résultats précédents pour déterminer le rapport de la quantité d'émanation du thorium et d'émanation du radium présente dans l'unité de volume de l'air de Newhaven, mais pour y parvenir il est nécessaire de trouver une relation entre la quantité d'émanation par unité de volume et l'activité d'un fil exposé à cette émanation.

Produits	Parcours des rayons α en cms	Période de transformation	Valeurs de λ_1 en sec	Durée de l'exposition nécessaire pour que $I = 0,99\, I_0$
Émanation (Ra)	4,33	3,8 jours	$2,11 \times 10^{-6}$	25,3 jours
Radium A	4,83	3 min.	$3,85 \times 10^{-3}$	0,33 heures
Radium B	pas de rayons α	26 min.	$4,44 \times 10^{-4}$	2,9 —
Radium C	7,06	19 min	$6,08 \times 10^{-4}$	2,1 —
Émanation (Th)	5,55	54 sec	$1,28 \times 10^{-2}$	6,1 —
Thorium A	pas de rayons	11 heures	$1,75 \times 10^{-5}$	73,1 —
Thorium B	5,0	1 heure	$1,95 \times 10^{-4}$	6,6 —
Thorium C	8,6	99 sec[1]		»

Pour le thorium A il faut 3 jours environ pour que l'équilibre soit atteint à 1/100 près. Il faut donc compter 3 jours pour que les six produits considérés soient en équilibre par rapport aux produits présents dans un volume donné d'air.

2. *Air libre.* — Un fil de cuivre de 1/4 de millimètre de diamètre et de 100 mètres de long était tendu entre deux bâtiments à une hauteur d'environ 7 mètres au-dessus du sol. Le fil était isolé et relié au pôle négatif d'une machine Wimshurst, le pôle positif étant relié à la terre. On maintenait une étincelle de 2 millimètres entre les électrodes de la machine. Après 4 jours d'activation dans ces conditions on supprimait la charge et on examinait le fil dans un appareil de mesure. L'ionisation était mesurée au moyen d'un électromètre Dolezalek relié au condensateur de mesure. L'ionisation initiale était environ 100 fois plus forte que l'ionisation spontanée de l'appareil.

1. Blanc, *Le Radium*, 4, 205, 1907.

On suppose que :

N = le nombre d'atomes d'émanation du radium dans 1 centimètre cube d'air.

N_1 = le nombre d'atomes de radium A dans 1 centimètre cube d'air.

N_2 = le nombre d'atomes de radium B dans 1 centimètre cube d'air.

N_3 = le nombre d'atomes de radium C dans 1 centimètre cube d'air.

N = le nombre d'atomes d'émanation de thorium dans 1 centimètre cube d'air.

N_4 = le nombre d'atomes de thorium A dans 1 centimètre cube d'air.

N_5 = le nombre d'atomes de thorium B dans 1 centimètre cube d'air.

1. Blanc, *Philos. Mag.*, 13, 578, 1907.

N'_3 = le nombre d'atomes de thorium C dans 1 centimètre cube d'air.

N et N' = le nombre d'atomes d'émanation de radium et de thorium transformés par seconde dans 1 centimètre cube d'air.

$\lambda, \lambda_1, \lambda_2, \lambda', \lambda'_1, \lambda'_2$ et λ'_3 = les constantes de désintégration de l'émanation du radium, des radium A, B, C; de l'émanation du thorium, des thorium A, B, C.

Nous allons imaginer qu'une particule de chacun de ces groupes de produits de désintégration donne naissance à une particule du produit suivant du groupe. Il en résulte que si le groupe est en équilibre radioactif, le nombre des particules transformées par seconde est le même pour tous les membres du groupe. Puisque l'air est supposé en équilibre radioactif,

$$n = \lambda N = \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 \qquad (1)$$

pour le groupe de radium et

$$n' = \lambda' N' = \lambda'_1 N_1 = \lambda'_2 N_2 = \lambda'_3 N'_3 \qquad (2)$$

pour le groupe du thorium.

Le nombre d'atomes de chacun des produits de désintégration présents sur le fil chargé négativement est proportionnel au nombre de particules du même produit présentes dans 1 centimètre cube d'air, à condition que le fil ait atteint l'équilibre radioactif avec l'air environnant. Si nous désignons par M le nombre de particules sur le fil pour l'un quelconque des six produits, avec les notations précédentes on a :

$$\frac{M_1}{N_1} = \frac{M_2}{N_2} = \frac{M_3}{N_3} \qquad (3)$$

$$\frac{M'_1}{N'_1} = \frac{M'_2}{N'_2} = \frac{M'_3}{N'_3} \qquad (4)$$

ou $N_1 = KM_1, N_2 = KM_2, N_3 = KM_3$

$N'_1 = K'M'_1, N'_2 = K'M'_2, N'_3 = K'M'_3$

En substituant dans les équations (1) et (2) :

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (5)$$

$$n' = \lambda' N' = K'\lambda'_1 M'_1 = K'\lambda'_2 M'_2 = K'\lambda'_3 M'_3 \qquad (6)$$

On peut en outre admettre qu'il n'y a aucune raison importante pour que les particules positives des produits du radium soient attirées plus ou moins facilement par un fil chargé négativement que les particules positives du thorium, alors $K = K'$,

$$n = \lambda N = K\lambda_1 M_1 = K\lambda_2 M_2 = K\lambda_3 M_3 \qquad (7)$$

$$n' = \lambda' N' = K\lambda'_1 M'_1 = K\lambda'_2 M'_2 = K\lambda'_3 M'_3 \qquad (8)$$

Si l'on considère l'activité du fil très peu de temps après la suppression du champ, la quantité de Ra A est négligeable après les premières 5 minutes de la désactivation. D'autre part le RaB ne rayonne pas; donc l'activité de ce groupe est proportionnelle, au nombre de particules du RaC présent. Si l'on suppose que le pouvoir ionisant d'une particule α est proportionnel à son parcours, on a :

$$I = v R_3 M_3 \qquad (9)$$

R_3 est le parcours et M_3 le nombre de particules α du radium C, v est le nombre d'ions produits par une particule α pendant son mouvement sur une distance de 1 centimètre.

La fraction de l'ionisation produite par le groupe du thorium est due aux thorium B et C; le Th A n'émet pas de particules α; son effet est négligeable. Nous supposerons que les particules α du thorium produisent le même nombre d'ions que ceux du radium en traversant une distance de 1 centimètre. On a alors :

$$I' = v(R'_2 M'_2 + R'_3 M'_3)$$

v est la même constante que dans l'équation précédente; R'_2 et R'_3, les parcours et M'_2 et M'_3, les nombres de particules α du Th B et du Th C respectivement. En divisant l'équation 10 par l'équation 9,

on a :

$$\frac{I'}{I} = \frac{R'_2 M'_2 + R'_3 M'_3}{R_3 M_3} \qquad (11)$$

en substituant à M_2, M'_2 et M'_3 les expressions obtenues en 7 et 8 et en simplifiant on a :

$$\frac{I'}{I} = \frac{N'\lambda'\lambda'_3(\lambda'_3 R'_2 + \lambda'_2 R'_3)}{N\lambda\lambda'_2\lambda'_3 R_3} \qquad (12)$$

$$\frac{N'}{N} = \frac{I'}{I}\,\frac{\lambda\lambda'_2\lambda'_3 R_3}{\lambda'\lambda'_3(\lambda'_3 R'_2 + \lambda'_2 R'_3)} \qquad (13)$$

La loi de décroissance du ThC n'a pas encore été parfaitement déterminée; on sait toutefois que sa période de transformation est de quelques secondes[1]. Si cela est, λ'_3 est grand par rapport à λ'_2; alors on peut écrire :

$$\frac{N'}{N} = \frac{I'}{I}\,\frac{\lambda\lambda'_3 R_3}{\lambda'\lambda'_3 R'_2} \qquad (14)$$

En substituant les valeurs fournies pour le tableau précédent,

$$\frac{N'}{N} = 7{,}57 \times 10^{-4}\,\frac{I'}{I}$$

En prenant pour limites des valeurs de $\frac{I'}{I}$ par l'air de New-Haven égales à 0,25 et 0,40, on trouve que la quantité d'émanation du radium doit être en chiffre rond de 30 000 à 50 000 fois plus grand que la quantité d'émanation du thorium. En prenant les nombres obtenus par Blanc, on trouve qu'à Rome ce même rapport est environ de 20 000 à 30 000.

Reçu le 28 mars 1908.

1. Hahn, *loc. cit.*

Sur le nombre des corpuscules dans l'atome

Par J. BOSLER

On sait que, tout dernièrement, le professeur J.-J. Thomson, à la suite d'expériences exécutées [illegible] différentes, a été amené [illegible] point important la théorie atomique [illegible]. Le nombre des corpuscules intérieurs à l'atome, qu'on considérait autrefois comme très élevé, serait relativement faible et de l'ordre de grandeur des poids atomiques. Ce résultat, s'il se confirme, modifiera bien des choses. Nous voulons seulement faire ici, entre quelques chiffres, un rapprochement qui nous semble intéressant dans cet ordre d'idées.

Dans un Ouvrage antérieur, *Electricity and Matter*, le professeur Thomson calculait l'énergie potentielle[2] contenue dans 1 g. d'hydrogène en admettant 1000 corpuscules par atome : il arrivait à un résultat de l'ordre de $10^{[illegible]}$ ergs. Soient n le nombre inconnu des électrons dans l'atome, e leur charge qu'on admet égale à $3,2.10^{-10}$ U. E. S., N le nombre d'atomes dans 1 g., 10^{24} environ, a le rayon de l'atome 10^{-8} ; la charge totale de l'atome est ne et l'énergie à dépenser pour le dissocier est de l'ordre de $\frac{N(ne)^2}{a}$, soit avec nos chiffres $n^2\,10^{15}$ ergs.

Or, Curie a trouvé que 1 g. de radium rayonne 106[illegible] par heure ou 876 000 par an, et Rutherford admet pour l'atome une vie moyenne T d'environ 1500 ans. L'énergie totale contenue dans 1 g. de radium est donc en calories :

$$876\,000 \int_0^{\infty} e^{-\lambda t}\,dt = 876\,000\,\frac{1-e^{-\lambda T}}{\lambda},$$

[illegible] de [illegible] en fonction exponentielle du temps. [illegible] Rutherford $\lambda = 6.10^{[illegible]}$ chiffre correspondant à 1500 ans, l'énergie totale est de l'ordre de [illegible] $10^{[illegible]}$ [illegible].

[illegible] 1907, et *The Corpuscular* [illegible] 1907.

[illegible] 1905, 169.

Revenons maintenant au calcul de M. Thomson. Les expériences récentes auxquelles nous faisons allusion ont confirmé, ce qu'on admettait déjà auparavant, que n est proportionnel au poids atomique. Comme N varie en raison inverse, la quantité d'énergie que peut contenir 1 g. de radium est en définitive proportionnelle au poids atomique.

D'autre part, le volume de la sphère positive[1], c'est-à-dire celui de l'atome, varie, selon M. Thomson, avec les éléments en fonction du poids atomique : nous pouvons admettre que pour les corps de fort poids atomique, comme le radium, a est le triple de ce qu'il est pour l'hydrogène. On arrive ainsi à estimer l'énergie potentielle de 1 g. de radium à une valeur de l'ordre de $\frac{225}{3} \times n^2\,10^{15}$ ou de $10^{[illegible]}\,n^2$ ergs.

En comparant ce résultat avec celui de l'observation, on voit que le nombre n des corpuscules dans l'atome d'hydrogène doit être de l'ordre des unités.

En tout cas, il serait extrêmement difficile de lui attribuer la valeur 1700 que suggère la comparaison des valeurs de $\frac{e}{m}$ chez l'électron et chez l'atome, jointe à l'idée que la masse de l'atome provient uniquement de ses corpuscules.

Dans notre calcul, nous admettons implicitement que les particules α (qui forment, on le sait, la presque totalité du rayonnement énergétique) n'ont elles-mêmes qu'une énergie potentielle négligeable. Cela résulte de ce que, si l'atome de radium se désagrège en p parties, celles-ci ont un poids atomique $\frac{225}{p}$ et leur énergie totale est de l'ordre de celle du radium multipliée par $p\,\frac{1}{p^2}$ ou $\frac{1}{p}$. Rappelons à ce propos que Rutherford exprime l'opinion que les particules α seraient des atomes d'hélium ; p serait alors égal à 55.

Reçu le 8 avril 1908.

1. *The Corpuscular Theory of Matter*, 165.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Sur le poids atomique du radium. — H. Wilde (*Phil. Mag.*, **86** 28-280 1908 A). — M. Wilde part de l'idée, émise par lui ailleurs, que la série des éléments du groupe des alcalino-terreux peut se classer d'après la valeur du poids atomique en une progression arithmétique exacte, de raison 24. On a d'après lui :

Métal	Ca	Zn	Si	Cd	Ba	?	Ra	Pb
Poids atomique	40	64	88	112	136	160	184	208

Si le radium peut se placer dans cette série au rang qui précède le plomb (Ra = 184), on doit avoir pour la quantité de chlorure de radium correspondant à une partie d'argent la valeur 1,176.

Si l'on veut placer le radium immédiatement après le plomb (Ra = 232), le poids de combinaison de chlorure de radium devient 1,355.

On sait que les déterminations expérimentales conduisent à Ra = 226 et donnent, comme équivalent du chlorure de radium, 1,371. Léon Brocu

Sur la décomposition des radiums B et C à haute température. — H. Willy Schmidt. (*Phys. Zeitsch.*, **9**-113-1908-A). — C'est un des points les mieux établis de la théorie des transformations radioactives que l'indépendance de ces transformations par rapport à toutes les causes physiques ou chimiques.

Ainsi les pressions les plus considérables qu'on puisse réaliser dans le laboratoire sont sans influence sur l'activité du radium. Les expériences de Schuster, celles d'Eve et Adams ont démontré ce fait pour des pressions allant jusqu'à 2000 atmosphères. Rutherford et Pétavel, en opérant dans des bombes d'acier où ils faisaient exploser de la cordite, avaient cru trouver une légère variation d'activité, qu'ils attribuent maintenant[2] à des changements de répartition de la substance à la suite de l'explosion. Bronson a montré qu'une élévation de température de 1500° est sans effet sur le rayonnement γ du radium.

En opposition aux expériences qui précèdent, Curie et Danne[3], en étudiant l'activité des produits du radium après les avoir chauffés puis ramenés à la température ordinaire, ont cru observer un changement dans la constante de transformation de ces produits. Bronson et Schmidt ont tenté d'interpréter ces expériences dans un sens différent et d'en conclure précisément que les transformations des radiums B et C sont indépendantes de la température. Makower, puis Makower et Russ, ont repris le problème à l'aide d'un dispositif différentiel sensible, et leurs conclusions se rapprochent de celles de Curie et Danne : il y a un effet de la température sur la constante de temps du radium B ou du radium C, probablement sur celle du radium C.

En présence de ces incertitudes, M. Schmidt a songé à étudier directement l'effet de la température sur le radium C. Le dispositif employé ressemble à celui de Bronson (fig. 1). La préparation active est placée dans un petit tube de quartz de 3 à 4 millimètres de diamètre et de 3 centimètres de long. Ce tube est mis dans l'axe d'un four électrique placé très près de l'électroscope de mesure. La vitesse de chute des feuilles d'or, lue au microscope, donne la mesure de l'intensité du rayonnement (rayonnement γ). Les températures sont lues au moyen d'un couple thermoélectrique.

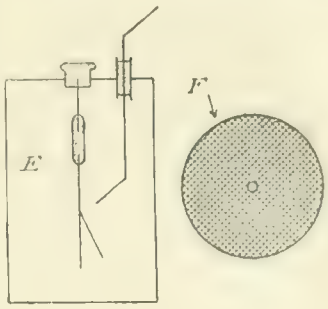


Fig. 1.

La source rayonnante est le radium C, préparé par la méthode de v. Lerch. Cette méthode consiste essentiellement à préparer une solution de radioactivités induites par lavage aux acides d'un tube ayant renfermé de l'émanation. Puis on verse dans la solution de la limaille de nickel, qu'on agite, filtre, dessèche au rouge, et scelle finalement dans un tube de quartz.

Le résultat des expériences est représenté graphiquement par les courbes de la figure 2. Ces courbes représentent les logarithmes des activités en fonction du temps. Elles ne sont pas toutes tracées à la même échelle ni à partir de la même origine. Mais leur forme seule importe ici.

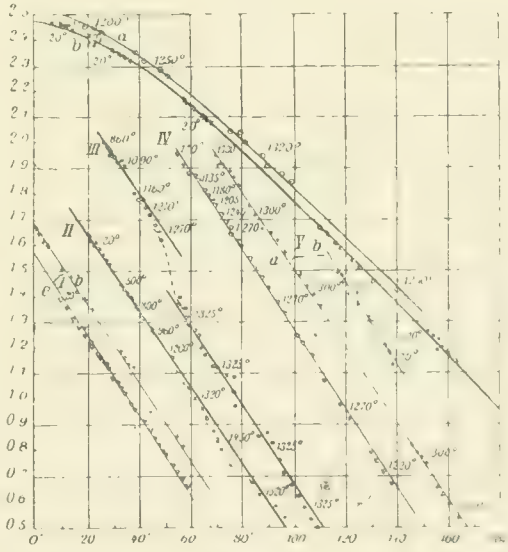


Fig. 2.

Ordonnées : Logarithme de l'intensité du rayonnement γ.
Abscisses : Temps en minutes.

Les courbes I (*a* et *b*) sont des courbes de contrôle, destinées à faire voir qu'on a bien employé le radium C à peu près pur. L'une donne la loi de variation du rayonnement β, l'autre celle du rayonnement α. Toutes deux correspondent

1. Manchester Mémoires, II, 2 (1906).
2. Lettre inédite de Rutherford à Schmidt, 9 1908.
3. P. Curie et J. Danne, *C. R.*, **138** 748 1904.

[illegible] qu'est bien, d'après [illegible]

Les [illegible] tion relativement faible : celle-ci a été introduite soit dans [illegible] que l'on [illegible] courbe III. Les deux courbes [illegible] de temps du radium C. Les petites irrégularités présentées par la première entre [illegible] sont dues à un contact accidentel de la feuille d'or. La discontinuité présentée par la courbe III au-dessus de 1200° tient à ce que le tube de quartz est devenu poreux en un point et a laissé échapper une partie du radium C, volatil à cette température.

[illegible] IV et V ont été obtenues avec une préparation d'activité intense. La courbe IV a été obtenue en mettant le radium C dans le four chauffé à 770°, puis poussant la chauffe durant une heure et demie jusqu'à 1320°. La courbe V, la plus précise et la plus instructive de toutes, a été obtenue en mettant le radium C dans le four chauffé à 1500°, puis le retirant et le mettant dans un autre électroscope à la température ordinaire, enfin le remettant dans le four à 1500°. L'allure des différentes parties de la courbe et la façon dont elles se raccordent sont tout à fait normales.

Il suit de là que ni la constante de temps, ni les propriétés radioactives du radium C ne sont modifiées par une élévation de température de 1500°.

Les courbes de désactivation d'un fil activé sont également les mêmes à haute et basse température (courbes VI a et b). M. Schmidt admet qu'un fil activé est recouvert de radium A, de radium B et de radium C. Si deux fils sont activés, dans les mêmes conditions, mais qu'un accident (échauffement, contact) enlève à l'un d'eux un peu de radium B, il arrivera qu'on pourra équilibrer leurs rayonnements au début, mais que cet équilibre se détruira avec le temps. C'est peut-être là qu'il faut chercher, d'après M. Schmidt, l'explication des résultats de Makower et Russ.

Léon Bloch.

Sur l'activation de l'électrode centrale d'un condensateur cylindrique renfermant de l'émanation du radium. — H. W. Schmidt (*Phys. Zeitsch.*, 9 [illegible]). — On sait qu'un fil placé dans l'émanation du radium devient fortement actif s'il est chargé négativement, faiblement s'il est chargé positivement. Ce phénomène s'explique en admettant que les particules du radium A produites par désintégration de l'émanation sont chargées positivement au moment de leur formation ou peu après. Elles se déplacent alors dans un champ électrique comme le feraient des ions positifs, et il y a lieu de rechercher quels peuvent être leur mobilité et leur coefficient de recombinaison.

Sur les indications de Rutherford, M. Schmidt a comparé les courbes de saturation obtenues avec un condensateur cylindrique et les courbes qui donnent en fonction du voltage les activités prises par l'électrode centrale. Au [illegible] indique que les particules radioactives et les ions positifs ont des mo[illegible] de grandeur.

[illegible] par la méthode classique au moyen d'un montage différentiel. [illegible] lindrique chargé et à l'un des pôles d'une résistance de [illegible] laquelle elle se charge du signe contraire. On règle la force électromotrice débitant à travers la résistance de Pronson jusqu'à ce que l'électromètre reste au zéro (aux petites irrégularités près résultant des variations du rayonnement radioactif).

La mesure des activités induites sur l'électrode centrale est beaucoup plus délicate. On a dû se contenter de déterminer les activités induites sous un certain nombre de voltages croissant jusqu'à 440 volts à l'aide de moyennes assez concordantes. A cet effet on employait toujours 4 ou 6 fils qu'on exposait durant cinq minutes à l'émanation préalablement privée de ses produits de désintégration. Puis on retirait les fils du cylindre d'activation et on étudiait leur activité au moyen de l'électroscope préalablement décrit par l'auteur.

Les résultats sont représentés par les courbes de la fig. 1. La courbe supérieure est la courbe de saturation, l'autre est la courbe des activations en fonction des vol-

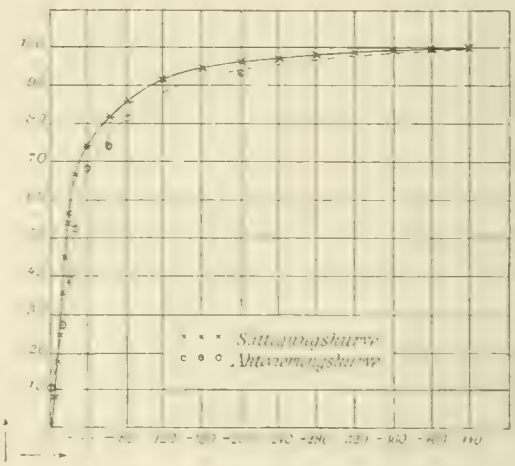


Fig. 1.

Ordonnées : Activités.
Abscisses : Potentiel de l'électrode centrale en volts.

tages. Bien que les deux courbes ne soient pas superposables, elles sont d'allure suffisamment analogue pour qu'on puisse établir ce résultat : la mobilité et le coefficient de recombinaison de la matière radioactive solide sont du même ordre que ceux des ions positifs. Il suit de là qu'une particule active ne peut rester chargée positivement que pendant un temps très court. Elle se neutralise très rapidement par recombinaison, et il peut même arriver exceptionnellement qu'elle prenne une charge négative par fixation d'un ion négatif. On s'expliquerait ainsi la faible activité qu'on recueille même avec un fil chargé positivement, à moins qu'il ne faille faire intervenir ici, comme cela semble plus probable, des phénomènes de diffusion permettant aux charges positives de se déplacer à l'encontre du champ.

Certaines expériences semblent indiquer que la substance radioactive qui se dépose sur un fil chargé à un potentiel négatif n'est pas uniquement le radium A. On sait que ce corps se décompose avec une grande rapidité pour donner les radiums B et C. Si donc l'air n'est pas purgé dès le début d'une expérience de toute matière radioactive solide par application d'un champ intense, il pourra arriver que les radiums B et C se déposent en partie avec le radium A sur le fil chargé. Alors la courbe de désactivation de ce fil n'aura plus l'allure normale correspondant à la présence initiale d'une certaine quantité de radium A seulement, elle présentera des écarts pouvant s'expliquer parce qu'une

partie des radiums B et C s'est déposée directement de l'air sur le métal et s'ajoute à ceux qui se produiront ensuite par désintégration du radium A. C'est l'interprétation que propose M. Schmidt pour certaines courbes de désactivation obtenues expérimentalement. Léon Bloch.

Les rayons X ont-ils une action sur les corps radioactifs. — C.-E. Guye, A. Schidlof et M. Kernbaum. (*Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, IV 25-26-1908-V). — Pensant que les rayons X pourraient amener quelque perturbation dans le mécanisme de l'émission des corps radioactifs, les auteurs ont soumis à l'action prolongée de ces rayons, du polonium, des surfaces métalliques exposées à l'émanation du radium de façon à acquérir de la radioactivité induite, puis du baryum radifère d'activité 100, et enfin de l'émanation du radium.

Nous ne croyons pas devoir insister sur les détails de ces expériences qui n'ont permis de déceler aucune action des rayons X sur les substances radioactives en question. Les auteurs se proposent de revenir un jour sur ce sujet en employant des procédés d'une plus grande précision et en soumettant les substances à des actions de plus longue durée.

Que le résultat soit positif ou négatif, il présente assez d'intérêt pour donner lieu à ces recherches.

L. Matout.

Sur la présence du thorium dans le sol à Rome. G.-A. Blanc. — (*Att. Acc. dei Lincei*, 17 5 101 Ac. On a cru longtemps que l'ionisation spontanée de l'atmosphère était due principalement à l'activité des produits du radium, produits constamment engendrés dans l'atmosphère par l'émanation qui se dégage du sol. Mais les recherches de l'auteur ont mis hors de doute le fait que l'ionisation de l'air tient pour une part très importante à l'action des produits du thorium, toujours présents à côté de ceux du radium. Il importait donc de déterminer avec quelle vitesse l'émanation du thorium se dégage continuellement du sol, et de voir si la quantité d'émanation déversée de la sorte dans l'atmosphère est en rapport avec ce qu'on peut supposer sur la densité du thorium dans l'écorce terrestre. Pour le radium, les analyses directes de Strutt ont fait connaître la teneur moyenne du sol en matériaux radifères, mais il n'existe encore aucun travail correspondant pour le thorium[1], et la méthode indiquée ci-dessus est la seule qui puisse nous renseigner pour le moment sur la teneur du sol en composés du thorium.

Les expériences ont été faites à Rome, en différents points des jardins de Panisperne, avoisinant l'Institut de Physique. Le principe de la méthode est le suivant : recueillir sur un fil métallique, chargé négativement, la totalité des produits des thorium A, B et C résultant de la désintégration de l'émanation dégagée dans les conditions normales, par une surface déterminée du sol, et déduire ensuite d'expériences comparatives la quantité de thorium qui doit être contenue dans l'unité de masse du terrain pour produire l'effet observé.

Une grande cloche de verre, dont la surface est rendue conductrice au moyen d'un peu d'acide phosphorique, est placée sur le sol préalablement débarrassé de l'herbe qui le recouvrait. Dans cette cloche est suspendu, au moyen d'un bouchon de soufre, un fil métallique tourné en spirale et maintenu à un potentiel négatif d'environ 500 volts. L'exposition dure trois jours, temps nécessaire pour recueillir sur le fil les 99 pour 100 de l'activité induite du type thorium. Puis on retire le fil, on l'enroule sur un cadre qu'on place dans le cylindre déperditeur d'un électroscope sensible, et on suit la loi de désactivation.

On s'est assuré que le potentiel employé était suffisant pour recueillir la totalité des produits de désintégration de l'émanation dans l'atmosphère, et l'on a admis qu'aucun des produits de désintégration formés à l'intérieur même du sol ne pouvait diffuser dans l'atmosphère, hypothèse bien naturelle si l'on songe à la grande affinité de ces produits pour les corps solides avoisinants.

Les courbes de désactivation permettent de déterminer facilement la part relative de radium et de thorium dans l'ionisation de l'atmosphère. En extrapolant pour le temps zéro la branche finale de la courbe, on calcule aisément la quantité d'émanation du thorium présente dans l'air à cet instant. D'ailleurs, conformément à une remarque faite précédemment par M. Blanc, les différentes courbes sont assez variables en ce qui concerne l'activité induite du type radium, mais donnent des indications sensiblement constantes pour l'activité du type thorium.

Cette activité une fois déterminée, il restait à faire l'expérience de comparaison, savoir la mesure de l'activité fournie par une quantité connue d'un sel de thorium. Tous les sels de thorium n'ont pas même *pouvoir émanant*, c'est-à-dire qu'à teneur égale en thorium ils laissent dégager des quantités d'émanation variables, le reste de l'émanation demeurant occlus dans le sel même. Ignorant la nature des sels de thorium présents dans le sol, M. Blanc a pris comme sel de comparaison l'oxyde de thorium, dont le pouvoir émanant est maximum. Les nombres calculés seront donc des limites inférieures de la teneur du sol en thorium.

Il fallait connaître aussi la profondeur maximum d'où provient l'émanation dégagée dans l'atmosphère. Cette profondeur a été déterminée expérimentalement en mesurant le courant de saturation fourni dans un condensateur plan par des épaisseurs variables de terrain (on admet que ce courant n'est dû qu'à l'émanation dégagée). On trouve qu'au delà de 1 centimètre d'épaisseur le courant n'augmente plus beaucoup.

Cela posé, on a pris comme substance de comparaison un mélange intime de terrain et d'oxyde de thorium en proportion connue, qu'on a placé dans un tube de verre de 0,585 centimètre carré de section et 10 centimètres de hauteur. L'activité observée, réduite à section égale, s'est trouvée 6700 fois supérieure à celle du terrain, ce qui, tout calcul fait, conduit pour celui-ci à une teneur de 0,0000145 gramme de thorium par gramme. Ce nombre est d'accord avec le nombre provisoire indiqué par M. Blanc au Congrès de Parme, à la suite d'expériences préliminaires. Il indique, et M. Blanc pense confirmer bientôt ce résultat par des analyses directes, que le thorium joue un rôle plus important que le radium dans la radioactivité de l'écorce terrestre. Léon Bloch.

Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux. — R.-J. Strutt. — (*Proc. Roy. Soc.*, 80-56-57-1907-A) — L'auteur a examiné un minerai d'hélium décrit en 1898 par le prof. Thomsen[1] et provenant du Groenland. Ce minerai ne contient pas plus de radium que les roches ordinaires. La quantité de radium trouvée serait insuffisante pour expliquer la présence de la centième partie de l'hélium qui s'y trouve. Par contre, la solution dégage en grande quantité de l'émanation de thorium. L'auteur regarde comme certain que l'hélium n'est pas produit *in situ* dans ce minéral par l'uranium ou le radium et pense qu'on ne peut hésiter à le relier à la présence du thorium. M. Moclin.

1. M. G. Blanc a entrepris ce travail et en donnera prochainement les résultats.

1. *Zeits. Physik. Chemie* 25-7.

Radioactivité des sources de Kissingen. — F. Jentzsch (*Phys. Zeitsch.*, 9, 15, 1908, A.). — Détails [illegible] à employer pour trouver [illegible] entre l'air et l'eau dans l'appareil de Schmidt. [illegible] mesures d'activité des sources, [illegible] que celles-ci renferment non seulement une substance active dissoute, mais une substance active qui se reforme constamment.

Léon Bloch.

Sur la radioactivité des eaux de Lavey-les-Bains. — Ed. Sarazin, C.-E. Guye et J. Micheli. (*Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, IV, 25, 56, 1908, A.). — Au cours [illegible] sur la radioactivité des eaux, les auteurs ont [illegible] la méthode d'Elster et Geitel modifiée par H. [illegible], St.-Meyer et von Sury. Cette méthode consiste à [illegible] l'électroscope en présence d'une atmosphère d'air ayant entraîné par barbotage l'émanation contenue dans [illegible] d'eau déterminée.

Les résultats sont donnés en unités de Mach, où la radioactivité est exprimée par le courant de décharge correspondant à l'émanation contenue dans un litre d'eau, et obtenue par la formule suivante

$$K = 10^{-4} \left(\frac{V}{500}\right) \left(\frac{1000}{M}\right) \frac{C}{t}$$

[illegible] laquelle V représente la chute de potentiel en volts, M [illegible] quantité d'eau en expérience, C la capacité de l'électroscope et t la durée de la décharge.

Pour avoir la valeur de la radioactivité au moment de la prise à la source, les auteurs multiplient les résultats par [illegible] bien connue [illegible], où t représente le temps [illegible] entre les mesures et la prise de l'échantillon à la source.

La moyenne des mesures de cette activité donne pour [illegible] au prise à la source la valeur $K_0 = 11,0$.

Pour s'assurer que cette radioactivité n'est due qu'à l'émanation du radium et ne contient aucune substance active permanente, d'autres mesures ont été entreprises sur des boues provenant du nettoyage des conduites, elles n'ont donné aucun résultat.

L. Matout.

Radioactivité induite de l'atmosphère dans le golfe de Gênes. — D. Pacini (*Il Nuovo Cimento*, 15, 24, 1908, A.). — Au cours d'un voyage à bord du navire « Fulmine », M. Pacini a fait une mesure d'activation d'un fil en pleine mer, à environ 15 milles des côtes. La courbe de désactivation du fil est identique à celle qui a été donnée par Mlle Brooks pour le rayonnement α d'un [illegible] dans l'émanation du radium. Elle indique, conformément aux observations de Runge, que l'activité induite [illegible] en pleine mer.

Léon Bloch.

Recherches sur la radioactivité induite dans l'atmosphère. — H. Gerdien (*Abh. d. k. Gesellschaft [illegible] zu Göttingen*, V, 5, 1907, A.). — M. Gerdien [illegible] le résultat de mesures effectuées par lui sur la mobilité des véhicules de la radioactivité induite du radium dans l'atmosphère. Il a trouvé que les centres chargés positivement possèdent une mobilité [illegible] généralement un [illegible] supérieure. Le présent mémoire est un travail d'ensemble fait avec une méthode expérimentale perfectionnée et s'appliquant non seulement à la radioactivité induite du [illegible] la thorium. [illegible]

[illegible] 6 [illegible] 1908.

l'auteur lui-même, les mesures ne se rapportent qu'aux centres radioactifs chargés positivement, et n'excluent nullement l'hypothèse, très vraisemblable, que la plupart des centres radioactifs sont neutralisés par recombinaison.

La méthode employée est une méthode de courant gazeux, analogue à celle de Zéleny. On aspire à travers un condensateur cylindrique l'air atmosphérique, et si l'électrode centrale est chargée négativement, les centres positifs viennent s'y accumuler, chaque région de l'électrode recevant de préférence les centres d'une mobilité déterminée. Si après la fin de l'aspiration on étudie au moyen d'un appareil sensible la répartition des activités induites le long de l'électrode, on détermine du même coup la répartition des mobilités. Il faut bien entendu tenir compte dans le calcul de la désintégration progressive des différents produits. Lorsqu'il a étudié les radioactivités induites du radium, M. Gerdien a employé des expositions de 2 heures, insuffisantes pour que le thorium donne des effets sensibles, et il a admis que c'est surtout le radium C qui se forme sur l'électrode.

Les expériences définitives ont été faites des jours où le vent était faible et avec des débits très grands à l'aspiration. On a étudié l'activité des différentes sections de l'électrode au moyen de deux électromètres se contrôlant l'un l'autre. Les nombres obtenus ont permis de déterminer la nature des substances actives accumulées sur l'électrode en même temps que de tracer la courbe des mobilités correspondant à chaque section. Les tableaux numériques montrent nettement que les courbes de désactivation décroissent plus lentement que les courbes théoriques correspondant au radium. Ceci indique la présence dans l'atmosphère des radioactivités induites du thorium. On trouve pour la constante de temps de cette radioactivité à longue période un nombre voisin de 10 heures, en bon accord avec celui qui a été donné par Rutherford pour la radioactivité induite du thorium.

Les mobilités les plus grandes pour lesquelles il soit possible de déterminer encore une radioactivité induite appréciable sont voisines de 2,25 ou 2,50 centimètres par volt. Quand la mobilité diminue, le nombre des centres positifs correspondants augmente très rapidement, et la plus grande partie des véhicules positifs de la radioactivité induite possède des mobilités comprises entre 0,5 et 1,75 centimètres par volt. Puis le nombre de centres diminue quand on passe aux mobilités plus faibles, pour augmenter de nouveau, semble-t-il, dans le voisinage de 0,025 cm sec. La radioactivité induite du thorium donne des résultats tout à fait analogues. Il semble seulement que les centres les plus mobiles soient un peu moins abondants que dans le cas du radium. Quand l'électrode centrale est chargée positivement, les quantités recueillies sont trop faibles pour permettre une étude de la répartition des mobilités; quand elle est chargée négativement, on trouve encore en quantité appréciable des centres correspondant aux *gros ions* (mobilités 0,0002 cm sec.).

Remarquons enfin qu'en calculant l'ionisation totale produite dans l'air par les radioactivités induites du radium et du thorium telles qu'on les évalue par la méthode de Gerdien, on trouve un nombre beaucoup trop faible. Les quantités d'activité induites recueillies par l'appareil ne sont qu'une faible fraction de celles qui seraient nécessaires théoriquement pour maintenir l'ionisation vraie de l'atmosphère.

Léon Bloch.

Le rayonnement très pénétrant. — W. W. Strong (*Phys. Zeitsch.*, 9, 117, 1908, A.). — L'auteur démontre par trois méthodes que le rayonnement très pénétrant ne provient pas du radium contenu dans le sol. Il provient des

produits radioactifs en suspension dans l'atmosphère, qui ont eux-mêmes pour origine probable la radioactivité du sol.

D'abord, en admettant les nombres de Strutt et de Eve pour la teneur moyenne du sol en radium ($0{,}9 \cdot 10^{-12}$ g par cc.), et le nombre de Eve $k = 5{,}1 \cdot 10^{9}$ pour l'activité spécifique du radium (nombre d'ions produits dans 1 cc. à 1 cm. de distance), on trouve pour le nombre total des ions produits par cc. à la surface du sol du fait du rayonnement y issu de la croûte terrestre $N = 0{,}8$, alors que l'expérience donne 4,5 (Cooke) ou 9 (Mc Lennan) pour les nombres d'ions dus à la radiation très pénétrante.

Si l'on admet que cette radiation soit due aux produits radioactifs suspendus dans l'atmosphère jusqu'à une hauteur de 500 m. par exemple, on trouve que ces produits doivent provenir d'une couche de 60 cm. d'épaisseur à la surface du sol. Cette épaisseur est considérable, mais elle est inférieure à la limite où les variations barométriques cessent de se faire sentir.

Campbell, Wood, Strong, Mc Keon, ont constaté que l'ionisation due à la radiation très pénétrante varie en quelques jours de plusieurs centièmes de sa valeur, ce qui ne s'explique pas dans l'hypothèse où cette radiation proviendrait du sol. Si, au contraire, elle vient de l'atmosphère, le fait est d'accord avec les observations de Dike, Rutherford, et autres sur l'entraînement des matières radioactives par les précipitations atmosphériques. Après une forte pluie, la radiation pénétrante doit être diminuée, et se régénérer en 1 ou 2 heures; temps nécessaire pour que le radium C revienne à l'état d'équilibre. De pareils effets ont pu être observés.

Enfin des mesures faites avec un électroscope placé au fond d'une grotte ou dans un puits ont montré que la déperdition est loin d'être double de ce qu'elle est à la surface (comme cela devrait être s'il y avait un effet de la masse du sol). Elle est au contraire beaucoup plus faible, nouvelle preuve que la radiation pénétrante provient en majeure partie de l'atmosphère. L. Bloch.

L'effet des substances radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures d'électricité atmosphérique. — Karl Kurz (*Ann. der Phys.*, IV-**24**-890-1907). — Lorsqu'une partie des appareils destinés à mesurer la conductibilité de l'atmosphère, ou à compter le nombre des ions présents, est chargée à un potentiel négatif, il s'y dépose des substances radioactives en suspension dans l'atmosphère (Elster et Geitel). Ces substances ionisent l'air dans leur voisinage, et peuvent fausser les indications des appareils. M. Kurz met en évidence le dépôt de matières radioactives sur les appareils d'Elster et Geitel, Gerdien et Ebert : il recouvre l'électrode chargée négativement d'une feuille métallique, il fait la mesure d'électricité atmosphérique, et porte ensuite rapidement la feuille dans la chambre de déperdition d'un électroscope. La vitesse de chute des feuilles donne la mesure de l'activité déposée. L'erreur qu'apporte ce dépôt de substance radioactive atteint par exemple 4 % (en trop) pour le nombre d'ions donné par l'appareil d'Ebert.

L'erreur relative devient beaucoup plus faible si au lieu d'opérer avec le courant de saturation ou un courant presque saturé on opère avec un *courant libre*, c'est-à-dire avec un champ électrique si faible qu'il ne modifie pas sensiblement l'état d'ionisation de l'atmosphère.

En corrigeant les résultats donnés par les appareils ordinaires, l'auteur trouve que les nombres d'ions de chaque signe présents dans l'atmosphère sont toujours inversement proportionnels à leurs mobilités respectives. Il s'établit dans l'atmosphère un état stationnaire :

1° Les causes d'ionisation produisent à chaque instant un nombre égal d'ions positifs et négatifs ;

2° La recombinaison en fait disparaître un [illegible] des deux signes ;

3° L'adsorption par les poussières, gouttes d'eau, etc., fait disparaître à chaque instant un nombre d'ions de chaque signe, proportionnel à leurs mobilités respectives.

L. Bloch.

Électronique

La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques. — G. A. Schott (*Phil. Mag.*, **15**-172-198-1908). — Théorie du magnétisme extrêmement compliquée. L'auteur part de différentes hypothèses sur la configuration de l'atome supposé contenir des anneaux d'électrons. Il ne semble avoir eu connaissance ni du mémoire si simple et général de M. Langevin, ni des lois de Curie auxquelles ses calculs ne semblent pas le conduire. M. Moulin.

L'évolution et la dévolution des éléments. — A. C. et A. E. Jessup (*Phil. Mag.*, **15**-21-55-1908). — Les auteurs remanient la classification périodique des éléments en cherchant à placer dans les colonnes verticales les éléments jouissant des mêmes propriétés chimiques. Toutefois, cette classification laisse beaucoup à désirer, en particulier en ce qui concerne les terres rares.

Deux nouveaux éléments sont introduits dans cette table : le protoglucinium et le protobore, qui correspondent aux deux raies inconnues observées dans les nébuleuses concurremment avec les raies de l'hydrogène et de l'hélium. Les auteurs assignent respectivement à ces éléments les poids atomiques 1,55 et 2, d'après les longueurs d'onde de leur raie.

Les éléments suivants se forment à partir de ces éléments, et les autres à partir de ceux-ci, soit par évolution directe (en conservant des propriétés chimiques analogues), soit par évolution indirecte, comme par exemple pour V, Cr, etc., qui proviennent de l'évolution de Si.

L'évolution se ferait par adjonction de séries de 8 électrons dont la structure détermine les propriétés chimiques. Certains de ces électrons, en nombre correspondant à la valence de l'élément, seraient fixés d'une manière différente à l'atome. Les 8 électrons tiennent compte du fait que lorsqu'un élément possède deux valences, la somme de ces valences est en général 8. Ces séries d'électrons s'adjoignent les unes après les autres; l'atome est stable quand il y a en le nombre voulu, mais certains éléments comme Si, V, Cr, etc., peuvent donner de nouveaux atomes stables avec des séries incomplètes, c'est l'évolution indirecte, les éléments nouveaux ont des propriétés différentes de l'élément qui leur a donné naissance.

Les auteurs donnent un diagramme dans lequel sont portés sur une même abscisse les éléments d'une même colonne et avec une ordonnée d'autant plus grande que l'élément est plus électropositif. Les lignes qui joignent les points correspondant au corps d'une même rangée sont plus ou moins régulières et se coupent entre les colonnes Mn et Ga ; les éléments intermédiaires sont considérés comme n'ayant pas eu un développement normal.

Les différences des poids de deux éléments consécutifs d'une même colonne qui représentent les poids des anneaux d'électrons extérieurs pourraient se représenter par des séries de nombres : $(1+2+3)$, $(1+2+3)+(1+2+3+4)$, etc., si ces séries ne fournissaient [illegible]

La Table périodique.

H [illegible]	p Be 1 75	p B 2															He [illegible]
Li [illegible]	Be 9·1	B 11	C 12											N 14·01	O 16·0	F. 19	Ne 20
Na [illegible]	Mg 24·36	Al 27·1	Si 28·4											P 31·0	S 32·06	Cl 35·45	Ar 39·9
K [illegible]	Ca 40·1	Sc 44·1	Ti 48·1	V 51·2	Cr 52·1	Mn 55·0	Fe 55·9	Ni 58·7	Co 59·0	Cu 63·6	Zn. 65·4	Ga 70	Ge. 72·5	As 75·0	Se 79·2	Br. 80·0	Kr 81·8
Rb [illegible]	Sr 87·6	Y 89·0	Zr 90·6	Nb 94·0	Mo 96·0		Ru 103·0	Rh 103·0	Pd 106·5	Ag 107·9	Cd 112·4	In 115	Sn 119·0	Sb 120·2	Te 127·6	I. 127·0	Xe 128
Cs 132	Ba 137·4	La 138·9	Ce 140·5				Pr ? 140·5	Nd ? 143·6	Sm ? 150·3	Eu ? 151·7		Gd ? 157		Tr ? 160	Er ? 166		
	Tm ? 171	Yb ? 173		Ta 183	W 184		Os 191	Ir 193·0	Pt 194·8	Au 197·2	Hg 200·0	Tb 204·1	Pb. 206·9	Bi 208·5			
	Ra 225		Th. 232·5		U 238·5												

général des nombres trop grands. Les écarts seraient dus au processus de « dévolution ». Le mémoire se termine par quelques considérations sur la dévolution des substances radioactives.

M. Moulin.

Phénomène de Zeeman sur les raies du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium. — Burton Evans Moore (*Ann. d. Phys.*, **24**-509-1908-A). — Travail fait sous l'inspiration de Runge. On a étudié un très grand nombre de décompositions spectrales pour les métaux précités, sans arriver à mettre en évidence par cette méthode des groupements de raies en séries ou des analogies entre raies de métaux homologues. Par contre, on a trouvé vérifiée toujours la règle de Runge : les écarts des différentes composantes sont toujours dans des rapports rationnels simples avec un écart normal.

Léon Bloch.

Phénomène de Zeeman pour les raies de l'hélium. — M. Lohmann (*Phys. Zeitsch.*, **9**-145-1908-A). — L'auteur a montré précédemment, au moyen d'un spectroscope à échelons, que les raies de l'hélium donnent toutes dans le champ magnétique des triplets caractérisés par l'écart normal de Runge. Afin d'éviter les élargissements de raies auxquels il s'était heurté en plaçant le tube à hélium perpendiculairement aux lignes de forces du champ, il a maintenant disposé le tube parallèlement au champ en le supportant à l'aide de pièces polaires spéciales.

Les écarts obtenus se sont montrés très sensiblement proportionnels au champ magnétique, si on les estime dans l'échelle des fréquences par le quotient $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$. De plus les neuf raies de l'hélium sur lesquelles les mesures ont été faites ont toutes donné *le même écart* dans l'échelle des longueurs d'onde. Il y a là une simplicité très remarquable dans la décomposition des raies de l'hélium comparée à celle des raies d'autres gaz, ce qui est conforme à ce que nous savons de la situation exceptionnelle de l'hélium parmi les gaz.

La raie jaune 5875,618 a aussi été étudiée. M. Lohmann a démontré qu'outre le satellite 5875,965 il y en avait encore un autre de longueur d'onde un peu plus grande. La décomposition obtenue est un sextuplet, que M. Lohmann arrive à rattacher au triplet normal.

Il est probable que le néon et le crypton présentent les mêmes décompositions simples que l'hélium.

Léon Bloch.

Sur les spectres d'émission des fluorines. — Henri Becquerel. — *C. R.*-**146**-153-1908. — Reproduction. — Dans une note récente, M. A. Dufour[1] a présenté un travail très intéressante sur la manifestation du phénomène de Zeeman avec le spectre du fluorure de calcium. Ce travail met en évidence deux faits importants :

1° La manifestation dans un spectre d'émission des deux phénomènes inverses qui ne se produisent pas dans les spectres des vapeurs métalliques, mais qu'on rencontre fréquemment avec les spectres d'absorption des terres rares contenues dans certains cristaux[2], où l'influence d'un champ magnétique accélère dans certaines bandes et ralentit dans d'autres la période de mouvements vibratoires circulaires de même sens. Cet effet peut s'expliquer en admettant la présence simultanée d'électrons chargés d'électricité soit positive, soit négative.

2° La modification, sous l'action d'un champ magne-

1. A. Dufour, *C. R.*, **116**-118 ; *Le Radium*, **5**-86-1908.
2. Jean Becquerel, *C. R.*, **142**-1906-874 ; *Le Radium*, **4**-15.

tique, de certaines bandes qui présentent la constitution propre aux spectres de bandes de divers gaz, spectres qui, d'après nos observations avec M. Deslandres[1], ne manifestent pas le phénomène de Zeeman dans les limites d'intensité des champs magnétiques employés jusqu'ici.

Les particularités observées par M. A. Dufour me semblent correspondre à la présence de terres rares dans la source incandescente.

Si l'on examine avec un spectroscope la flamme d'un brûleur à gaz dans laquelle on introduit, au bout d'un fil de platine, un petit fragment de fluorine, on observe un spectre de bandes analogue à ceux qu'émettent par phosphorescence les fluorines, soit dans le phosphoroscope, sous l'influence de la lumière, soit lorsqu'on les échauffe[2] soit lorsqu'on les excite par des rayons cathodiques.

En juxtaposant dans le spectroscope l'un de ces derniers spectres avec le spectre de la flamme en question, on observe la coïncidence de plusieurs groupes de bandes, et l'absence de certaines autres dans le spectre de la flamme.

On sait que, suivant les conditions de l'excitation de la phosphorescence des fluorines, les groupes dont se composent les spectres se résolvent en bandes plus ou moins fines, et l'inégale durée de la persistance des diverses bandes, de même que leur présence ou leur absence dans certains échantillons, révèle la diversité des éléments qui donnent naissance à ces bandes.

M. G. Urbain[3] a identifié un grand nombre des bandes de ces spectres avec celles que donnent diverses terres rares qu'il a obtenues dans un état de grande pureté.

En se reportant à cette identification on reconnaît que les groupes principaux qui constituent presque exclusivement le spectre émis par la flamme d'un brûleur, alimenté par une soufflerie, et dans laquelle est placé un fragment de fluorine, correspondent aux groupes qui appartiennent aux éléments suivants :

Un groupe rouge (λ. 628μμ-618μμ) et deux groupes verts (λ. 555μμ-555μμ,5 et 552μμ,5-551μμ,2) au terbium ; un groupe orangé (λ. 607μμ-602μμ) au samarium. Quand l'expérience se prolonge quelques minutes, le dernier groupe s'affaiblit considérablement au point de disparaître, et les groupes du terbium restent seuls très lumineux. Quand la température de la flamme est assez élevée, on voit faiblement un groupe jaune (λ. 587μμ-585μμ) qui correspond à des bandes du dysprosium.

On trouve encore, dans le même spectre, une bande rouge (λ. 649μμ-645μμ) et une bande vert bleuâtre (λ. 536μμ-530μμ), très intense au commencement de l'expérience, mais qui disparaît rapidement. Ces bandes, qu'on rencontre dans les spectres de phosphorescence de plusieurs fluorines, n'ont pas été identifiées.

Lorsqu'on fond la fluorine dans l'arc électrique, le spectre présente avec beaucoup d'éclat les bandes précédentes.

M. Ch. Fabry[4] les a étudiées et a montré que les bandes fines dont elles se composent se succèdent suivant la loi établie par M. Deslandres.

Enfin on reconnaît que de très nombreuses bandes des spectres de phosphorescence des fluorines manquent dans le spectre de la flamme.

Ces coïncidences entre les bandes des divers spectres, les inégalités dans leur apparition suivant la température permettent de penser que le spectre de la fluorine dans la flamme est un spectre de terres rares. D'autre part, la matière, au bout de quelques instants de calcination, brille de cette incandescence particulière caractéristique du manchon d'un bec Auer et présente parfois de parties [illegible] vert très vif.

Ainsi, en chauffant les fluorines, la présence de certaines terres rares qu'elles renferment se manifeste dans la flamme à des températures inégalement élevées, et ce procédé peut être appliqué à l'analyse spectrale et à la recherche des éléments de ces terres.

Enfin on doit rappeler que Bœhr et Bunsen[1] ont montré que l'erbine et le didyme, c'est-à-dire les mélanges des terres en question, émettent par incandescence un spectre de bandes semblable à leur spectre d'absorption.

Sans insister plus longuement sur les déductions qu'on peut tirer de l'identité des spectres émis dans les différentes conditions que nous venons de mentionner, il paraît en résulter que le groupe orangé sur lequel a expérimenté M. Dufour appartient à un spectre de terres rares, et cette constatation rend compte de la similitude entre les phénomènes qu'on a observés et ceux que présentent les spectres d'absorption des mêmes éléments. Il convient en outre de rappeler que la grandeur du phénomène de Zeeman, dans les spectres d'absorption que présentent ces terres dans les cristaux est indépendante de la température[2].

L'expérience de M. A. Dufour montre que la cause qui régit la loi de succession des bandes dans les spectres de certains gaz n'est pas celle qui s'oppose à la manifestation du phénomène de Zeeman, puisque les bandes de terres rares se succédant suivant la même loi sont sensibles au champ magnétique. L'explication de l'insensibilité de certains spectres de bandes gazeux doit donc être recherchée dans une autre propriété de la molécule.

Sur l'existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium. — **R. W. Wood.** (*Phil. Mag.*, **15** 275 1908). — Cet important mémoire vient s'ajouter à la suite déjà longue des travaux de M. Wood en magnéto-optique. Il faut le rapprocher des résultats publiés récemment par J. Becquerel[3] et Dufour[4], qui ont été amenés par d'autres méthodes à admettre, soit dans les cristaux, soit dans certaines vapeurs, des *électrons positifs*.

On sait que le sens du phénomène de Zeeman comme celui de la polarisation rotatoire magnétique correspondent tous deux à l'existence d'électrons négatifs, et qu'à part les exemples auxquels il vient d'être fait allusion, on ne connaissait pas de cas où le sens du phénomène soit inverse.

M. Wood a voulu étudier à ce point de vue le spectre de rotation magnétique de la vapeur de sodium, découvert par lui précédemment. Ce spectre est celui qu'on observe lorsqu'on envoie la lumière de l'arc à travers un tube renfermant de la vapeur de sodium entre deux nicols à l'extinction. Sitôt qu'on crée un champ magnétique parallèle au tube, la lumière reparaît et l'on observe un spectre caractéristique.

Il est impossible de trouver pour les raies de ce spectre, le sens de la rotation magnétique avec l'artifice qui réussit dans le cas des raies D (rotation du nicol analyseur). Une rotation, si faible soit-elle, de l'analyseur fait reparaître le spectre continu de l'arc avec beaucoup trop d'intensité. On a songé alors à remplacer l'arc entre charbons par un arc métallique, dans l'espoir que certaines raies métalliques fines coïncideraient avec les raies du spectre de rotation magnétique. Il n'en a rien été. M. Wood a essayé alors de prendre comme source de lumière le spectre de rotation magnétique du sodium lui-même, produit au moyen d'un

1. Henri Becquerel et H. Deslandres. *C. R.*, **127** 18 1898.
2. Henri Becquerel. *C. R.*, **112**-557 1891.
3. G. Urbain. *C. R.*, **143** 825-1906.
4. Ch. Fabry. *C. R.*, **138** 1581-1904.

1. *Ann. de Chimie et de Phys.* 4e série 9 1866 [illegible].
2. Jean Becquerel. *C. R.*, **144**-1907 1556.
3. Voir *le Radium*. **4** et **5**.
4. Voir *le Radium*. **5** 86 1908.

[illegible] en avant d'un [illegible]. [illegible] polarisée [illegible] ne pouvait plus être [illegible] mieux, elle paraissait [illegible] vers du second tube. M. Wood [illegible] *en plus* des raies [illegible] qui comportent en réalité [illegible] les rotations inégales.

Finalement M. Wood est arrivé à saisir le sens de rotation des raies en question, par le très ingénieux artifice [illegible] d'un prisme de Fresnel [illegible] et au moment où l'[illegible] d'un état de régime n'est atteint qu'au bout de quelques secondes, on voit *des deux côtés* de la bande noire, pénétrer progressivement un grand nombre de raies brillantes : celles qui apparaissent d'un [illegible] à une rotation négative normale : les [illegible] à des électrons *positifs*. Des photographies [illegible] donnent une idée du phénomène.

Léon Brou.

Dispersion rotatoire magnétique anomale du néodyme. — **R. W. Wood** (*Phil. Mag.*, **15**, 271-1908). — Les travaux de Bates et de Wood ont montré qu'il n'y avait pas lieu d'admettre le phénomène que Schmaus avait cru observer sur les couleurs d'aniline (dispersion anomale du pouvoir rotatoire magnétique au voisinage des bandes d'absorption). En ce qui concerne les terres rares, aucun résultat certain n'avait pu être obtenu par l'auteur jusqu'ici. Mais il a réussi finalement, en opérant sur le [illegible] de néodyme, à observer et à photographier ce qui se passe au voisinage d'une bande d'absorption, et il a pu constater à sa grande surprise que comme dans le cas de [illegible] de sodium, la rotation magnétique *augmente* [illegible] lorsque on approche de la bande d'absorption du côté des courtes longueurs d'onde que du côté des longueurs d'onde plus grandes.

[illegible] de néodyme est évaporé jusqu'à consistance sirupeuse, puis placé entre deux lamelles où il se prend en masse amorphe tout en gardant sa transparence (procédé d'Anderson). On peut alors observer, sans grande difficulté, la dispersion anomale au voisinage de la raie 5790, dispersion invisible sur le nitrate en solution. M. Wood indique la répartition probable de la polarisation rectiligne, circulaire ou elliptique dans le voisinage de la raie 5790. Il admet un dichroïsme rotatoire analogue à celui qui a été découvert par Cotton sur certains cristaux. Léon Brou.

Remarques sur des expériences récentes de magnéto-optique. — **W. Voigt** (*Phys. Zeitsch.*, **9**, 120-1908-A.). — Il s'agit des intéressants phénomènes [illegible] par Cotton et Mouton[1]. Ces physiciens ont trouvé sur différents liquides de la série aromatique, [illegible] une *biréfringence magnétique* perpendiculairement aux lignes de force du champ. [illegible] magnétique se comporte comme un cristal uniaxe *positif*. Le sulfure de carbone présente, à un moindre degré, le même phénomène. La biréfrin[illegible] proportionnelle au carré du champ.

M. [illegible] que les phénomènes découverts par Cotton et Mouton ne sont pas d'une absolue nouveauté. Il les rapproche de ses propres observations sur la vapeur de [illegible] sur les cristaux. Nous tenons à observer que la grande nouveauté consiste dans le fait que les corps étudiés par Cotton et [illegible] ni des vapeurs, ni des cristaux.

1. [illegible] Mouton, [illegible], 22, 18-1907.

M. Voigt rappelle la théorie qu'il a donnée à maintes reprises des phénomènes magnéto-optiques. Il montre qu'elle prévoit la proportionnalité de la biréfringence au carré du champ. Il explique aussi qu'on peut rendre compte grâce à elle des légères dissymétries de position et d'intensité des raies déplacées. Enfin il indique que les résultats de Cotton et Mouton n'ont rien donné jusqu'ici qu'on ne puisse espérer interpréter dans la même théorie. Léon Brou.

Champs magnétiques atomiques et séries spectrales. — **W. Ritz** (*Ann. der Phys.*, **25**, 660-1908-A.). — On sait la grande difficulté que présente l'explication des séries de raies. Les lois numériques trouvées par l'expérience et qui relient entre eux les termes d'une série sont d'un type tout à fait différent de toutes les autres lois physiques. Elles expriment la fréquence de chaque raie de la série (et non le carré de cette fréquence) au moyen d'une formule du type.

$$\nu = N\left[\frac{1}{a^2} - \frac{1}{n^2}\right] \quad n = 3, 4, 5\ldots \quad \text{(loi de Balmer).}$$

$$\text{ou} \quad \nu = N\left[\frac{1}{a^2} - \frac{1}{(n+b)^2}\right] \quad \text{(loi de Rydberg).}$$

$$\text{ou} \quad \nu = N\left[\frac{1}{a^2} - \frac{1}{n+a+b^2}\right] \quad \text{(loi de Ritz).}$$

Or, comme l'a fait voir lord Rayleigh, si les vibrations optiques sont déterminées par des équations linéaires du second ordre, il est nécessaire que le carré de la fréquence s'introduise dans la loi de récurrence des séries spectrales. On ne peut, d'après lui, éviter cet obstacle qu'en attribuant les raies spectrales à un mécanisme purement cinématique, d'où les accélérations sont exclues.

M. Ritz propose une autre solution, c'est celle où les forces quasi-élastiques, proportionnelles à l'écart, sont exclues *a priori*, l'équation du mouvement ne comprenant plus que les accélérations et les vitesses. Il faut pour cela que les forces dépendent seulement des vitesses, et nous connaissons un type très simple de forces répondant à cette condition, ce sont les forces magnétiques. De là l'idée de faire présider aux mouvements propres de l'électron dans l'atome les forces magnétiques seules, ces forces provenant du champ magnétique intérieur admis par Weiss et Langevin.

Pour obtenir un schéma tout à fait simple, M. Ritz admet que le champ magnétique de l'atome soit celui d'un doublet linéaire. La valeur en un point situé à la distance r sur l'axe est

$$H = \frac{m}{l^2}\left[\frac{1}{r^2} - \frac{1}{(r+l)^2}\right]$$

l désignant la longueur et m la masse positive de l'aimant équivalent à l'atome. L'analogie de cette formule avec les formules écrites plus haut est évidente, si l'on songe que, dans l'hypothèse faite sur le mouvement de l'électron, la fréquence est nécessairement proportionnelle au champ. On introduit dans la formule précédente l'entier arbitraire n caractéristique d'une série spectrale, en supposant l'aimant atomique constitué d'une suite de n aimants alignés les uns derrière les autres.

La théorie proposée, quelque grossière qu'elle soit, a du moins l'avantage de conduire à une infinité de raies tendant vers une limite. Elle rend compte aussi du fait que dans la formule de Rydberg, par exemple, le coefficient N est un *fait universel*. Elle explique qu'on rencontre si souvent, même en l'absence de toute série, des couples de raies à *écart constant* (il suffit de la présence d'un champ magnétique constant superposé au champ atomique pour donner lieu à une variation de fréquence constante). Enfin elle

permet de prévoir pourquoi certaines raies correspondant à des valeurs convenables de n dans la formule de Rydberg n'ont jamais pu être découvertes (si n II par exemple : elles correspondent à une valeur *zéro* pour le nombre des aimants élémentaires.

M. Ritz, qui ne se dissimule pas ce que sa théorie a nécessairement d'un peu vague, montre du moins qu'elle est conciliable avec les idées électroniques actuelles, qui nient l'existence du magnétisme vrai et le ramènent à l'action de charges électriques en mouvement. Ces charges, pour M. Ritz, ne sont pas les électrons circulant dans l'atome ; le champ magnétique créé par ceux-ci n'est pas assez stable pour expliquer la finesse et la persistance de certaines raies spéciales. Il faut le considérer comme un champ perturbateur, généralement négligeable. Le vrai champ magnétique interne de l'atome est dû à la rotation de masses électriques sur elles-mêmes (sans révolution ni rayonnement), une pareille rotation étant équivalente, comme le montre un calcul facile, à la création d'un aimant élémentaire.

Dans une seconde partie de son mémoire, M. Ritz applique des équations du mouvement de l'électron dans le champ magnétique interne au phénomène de Zeeman. Il trouve pour le triplet normal un écart double de celui que prévoit la théorie de Lorentz, et ce point semble d'accord avec certains résultats de Wood.

Les décompositions obtenues, qui sont d'accord avec celles que prévoit la théorie de Lorentz, ne supposent pas, si on tient compte de l'expérience, que l'électron soit chargé négativement. Elles indiquent seulement que l'axe magnétique de l'atome tourne autour du champ extérieur dans le sens de rotation de l'électron. La possibilité de décompositions complexes, même de décompositions dissymétriques, est discutée en détail par M. Ritz. On obtient toutes les formes connues du phénomène de Zeeman en faisant des hypothèses particulières sur le mouvement relatif de l'atome (et du moment magnétique qui lui est attaché) par rapport à des axes de direction invariable. Les conditions de mouvement périodique sont celles qui semblent réalisées dans la pratique. L. Bloch.

Sur les diélectriques liquides. — M. Louis Malcles (*C. R. Acad. des Sciences*, 145-1526-1907-A). — Nous avons signalé antérieurement les recherches de l'auteur sur les propriétés des diélectriques solides[1]. Les recherches dont les résultats suivent sont la continuation des premières.

Le dispositif employé est le même ; le liquide est introduit dans une cavité cylindrique creusée dans un disque de paraffine qui est lui-même placé entre les armatures d'un condensateur à anneau de garde[2].

Si l'on appelle S la surface du condensateur plan, C la capacité par unité de longueur du condensateur cylindrique, + V le potentiel du condensateur plan, — V celui du condensateur cylindrique, λ la longueur de la capacité cylindrique équilibrant le condensateur plan ; e l'épaisseur de la cavité cylindrique creusée dans la paraffine, et E l'épaisseur des parois de paraffine ; on obtient l'équilibre, dans les mesures avec et sans liquide, pour les valeurs

$$\lambda = \frac{1}{4\pi C} \frac{S}{\frac{E}{k} + \frac{e}{x}}$$

$$\lambda' = \frac{1}{4\pi C} \frac{S}{\frac{E}{k} + \frac{e}{\varepsilon}}$$

desquelles on tire k, constante diélectrique de la paraffine, et x, constante diélectrique du liquide. ε représente une épaisseur d'air bien définie, existant entre les faces du condensateur et celles du disque de paraffine. Quant à C, on peut le déterminer par une expérience dans l'air.

Des essais sur des liquides conducteurs donnent des valeurs égales de λ, sans trace de résidu après la décharge. Avec des liquides isolants ne dissolvant pas la paraffine, l'équilibre n'est atteint qu'après des temps variables au bout desquels la valeur de λ semble très proche de celle obtenue avec les liquides tels que l'eau et le mercure par exemple.

Comme résultat général de ses recherches, l'auteur établit que : « l'équilibre électrostatique qu'on obtient instantanément pour les liquides conducteurs, est le même que celui qu'on atteint lorsque, substituant au liquide conducteur un liquide diélectrique à résidu, on attend un temps suffisant pour que la surcharge lente ne subisse plus d'accroissement sensible. L. Matout.

Sur la cohésion diélectrique de l'hélium M. E. Bouty (*C. R. Académie des Sciences*, 145-225-1907). — Dans une note antérieure l'auteur a montré que les gaz ou vapeurs monoatomiques ont une cohésion diélectrique très petite étant donnée la grandeur de leur masse atomique.

On a, en effet, pour quelques uns de ces gaz les chiffres suivants : vapeur de mercure 554, air 419, hydrogène 205, argon 59.

Comme une trace d'un gaz monoatomique suffit à faire varier considérablement cette cohésion diélectrique, l'intérêt de savoir comment cette propriété se manifesterait en présence de l'hélium détermina M. Bouty à étendre ses recherches à ce dernier gaz.

Un premier échantillon d'hélium extrait de l'uraninite par sir W. Ramsay, et contenant un peu d'azote, manifesta une cohésion diélectrique égale à 61,8. En absorbant ensuite l'azote au moyen du charbon de noix de coco refroidi à la température de l'air liquide, cette valeur descendit jusqu'à 21,7. Une purification plus prolongée par le même procédé permit encore d'abaisser la cohésion diélectrique de l'hélium jusqu'à 18,5, tant sur ce premier échantillon que sur un second extrait des eaux de Bourbon-Lancy par M. Moureu.

Où l'expérience devient bien plus intéressante, c'est quand on constate qu'en ajoutant 1 pour 100 d'air à l'hélium pur, la cohésion diélectrique est multipliée par 2,41. M. Bouty a pu, en effet, reconnaître que cette méthode permettrait de révéler à coup sûr la présence de $\frac{1}{10000}$ en volume d'un gaz polyatomique quelconque, au premier essai, et même de $\frac{1}{50000}$ par une série de mesures.

Dans le cas où le gaz étranger est de l'air, la mesure de la cohésion diélectrique paraît un procédé au moins aussi sensible que l'analyse spectrale, et se prêtant de plus à une détermination quantitative. L. Matout.

Émission des séries principales et effet Doppler des métaux alcalins pour les rayons canaux et anodiques. — C. Fredenhagen (*Phys. Zeit.*, 8-927-1907-A). — Gehrcke et Reichenheim, qui ont découvert les rayons anodiques (atomes de sodium chargés positivement et projetés par l'anode), considèrent ces rayons *chargés* comme les véhicules des raies D. Lenard, au contraire, d'après ses expériences sur l'arc à métaux alcalins, attribue l'émission des séries principales à des centres *neutres*. M. Fredenhagen préfère l'explication de Lenard

1. *C. R.*, 144-264. *Le Radium*, 4-209-1907.
2. *Le Radium*, *loc. cit.* Voir figure.

[illegible] 1906). Les expériences de Lenard lui [illegible] une interprétation moins délicate [illegible] sur l'effet Doppler des rayons canaux. Mais il ne [illegible] possible de concilier jusqu'à [illegible] les deux théories, en faisant appel à ses propres idées sur le rôle de l'oxydation dans l'émission des séries principales. On peut admettre en effet que l'émission des raies D ait lieu seulement quand l'atome de sodium chargé positivement rencontre un atome d'oxygène (chargé négativement ?) pour former une combinaison qu'on peut supposer être NaO. Appliquant les lois du choc des corps mous (à cause de la grande affinité du sodium et de l'oxygène) on trouve une vitesse résultante après le choc v différente de la vitesse de l'atome sodium avant le choc v_1. Le rapport $\frac{v_1}{v}$ donne le rapport des effets Doppler à prévoir dans l'hypothèse de Gehrcke et dans celle de l'auteur. Malheureusement ce rapport est plus petit ou plus grand [illegible] suivant l'hypothèse qu'on fait sur la vitesse v_2 de l'atome d'oxygène entrant en collision. Il semble donc difficile de décider par la seule étude de l'effet Doppler entre les différentes théories proposées pour l'émission des séries principales. Peut-être la solution s'obtiendra-t-elle en comparant l'intensité des séries principales à celle des séries secondaires.

Léon Bloch.

Expériences sur nouvel espace obscur dans l'hélium et l'hydrogène. — F. W. Aston (*Proc. R. Soc.*, 80, 45-49, 1907 A.). Dans ses expériences sur la longueur de l'espace obscur de Crookes[1], l'auteur avait remarqué, dans le cas de l'hydrogène, une légère inégalité dans la luminosité. Avec l'hélium, cette inégalité est beaucoup plus marquée ; on observe un nouvel espace obscur situé à l'intérieur de l'espace obscur de Crookes et qui possède des propriétés différentes de ce dernier. La manière dont se comportait cet espace obscur a conduit M. Aston aux expériences qui vont suivre.

Les premières expériences ont été faites dans le tube avec cathode à anneau de garde décrit précédemment[2], mais comme il était inutile de connaître exactement le courant, ce tube a été remplacé par un tube cylindrique plus petit, de 8 centimètres de diamètre, à parois plus uniformes et muni d'électrodes planes. A part ces modifications, le dispositif est le même que précédemment. Les mesures de la longueur de l'espace obscur se font encore avec un tube de 20 centimètres de long muni d'une pointe et d'un milleton. La plus grande longueur observée était de 0,1 centimètre, l'erreur sur la mesure d'environ 0,002 centimètre.

Les mesures préliminaires ont montré que la longueur du nouvel espace obscur est pratiquement indépendante de la pression et, en gros, proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la densité de courant. L'équation donnant la distribution du champ électrique X dans l'espace obscur de Crookes est, d'après les recherches précédentes de l'auteur :

$$X = \left[\frac{S + \lambda \cdot \cdot \cdot}{\cdot \cdot \cdot} \right]$$

[illegible] à partir de l'extrémité de l'espace obscur, λ = mobilité d'un ion positif à la [illegible] la longueur de l'espace obscur de Crookes. Du [illegible] le champ au voisinage immédiat de la cathode et, puisque D est en gros [illegible] le champ est indépendant de la pression [illegible] proportionnel à [illegible] ce qui montre que la chute de potentiel de la cathode à la limite du nouvel espace obscur est constante.

En supposant que les électrons partent de la cathode sans vitesse ou avec une vitesse uniforme, insuffisante pour ioniser le gaz, il est évident que si l'énergie nécessaire pour produire une telle ionisation est constante, ils ne peuvent acquérir cette énergie qu'en subissant une chute de potentiel définie, de sorte que l'on obtiendra en avant de la cathode un espace de longueur définie dans lequel aucune ionisation ne se produira et dans lequel nous devons nous attendre à ne pas observer de luminosité. Le nouvel espace obscur peut donc être regardé comme *la distance que franchissent les électrons pour acquérir une énergie suffisante pour ioniser le gaz par leurs chocs contre ses molécules.*

Cette théorie conduit à une chute de potentiel constante pour cet espace obscur de longueur d. La distribution du champ dans l'espace obscur de Crookes lui donne pour valeur :

$$\frac{5}{2} V \frac{d}{D} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{d}{D} \right)^2 - \cdot \cdot \right]$$

V étant la chute de potentiel totale le long de l'espace obscur de Crookes. Puisque d est beaucoup plus petit que D,

Tableau I. — **Hydrogène.**

V	D	d	2VD
545	0.625	0.018	10.0
225	1.220	0.058	10.7
514	0.975	0.050	9.7
275	2.575	0.090	10.4
295	1.890	0.070	10.9
445	1.540	0.055	10.0
276	2.660	0.088	9.5
564	2.250	0.067	10.8
547	2.020	0.042	10.7
548	3.040	0.086	9.0
405	2.620	0.066	10.2
540	2.425	0.047	9.9
445	3.850	0.095	10.0
545	3.440	0.067	10.6
840	2.820	0.057	10.6

Tableau II. — **Hélium.**

V	D	d	2VD
204	0.581	0.059	20.9
202	0.496	0.051	20.8
275	0.407	0.052	21.4
200	0.610	0.061	20.0
271	0.562	0.048	20.3
200	0.887	0.087	19.6
275	0.780	0.059	20.1
525	1.010	0.064	20.5
420	1.472	0.072	20.4
500	1.422	0.047	19.3
570	1.952	0.057	19.1
750	1.562	0.048	19.5
556	2.710	0.121	20.3
550	2.490	0.098	20.7
770	3.168	0.090	21.8

V = [illegible] entre les électrodes.
D = [illegible] de l'espace obscur de Crookes.
d = [illegible] du nouvel espace obscur.
[illegible] entre 0,1 et 1,0 mm. pour H et entre [illegible] pour He. [illegible] d'une [illegible] ont été [illegible]

1. *Proc. R. Soc.*, A, 77, 1906.
2. *Loc. cit.*

et que l'erreur dans sa mesure est relativement grande, le deuxième terme peut être négligé. Les tableaux I et II qui se rapportent à l'hydrogène et à l'hélium montrent que, dans de grandes limites, la chute de potentiel le long de ce nouvel espace obscur est constante, aux erreurs d'expérience près : 15 volts pour l'hydrogène, 50 volts pour l'hélium.

En prenant pour la charge d'un électron la valeur $5,4 \cdot 10^{-10}$ U.E.S. on obtient pour l'énergie minima nécessaire pour ioniser un atome d'hydrogène $1,7 \cdot 10^{-11}$ ergs et, pour un atome d'hélium, $5,4 \cdot 10^{-11}$ ergs. En prenant pour $\frac{e}{m}$ la valeur $1,7 \cdot 10^{7}$ U. E. M., la vitesse minima pouvant produire l'ionisation est pour l'hydrogène $2,25 \cdot 10^{8}$ cm. : sec et pour l'hélium, $3,2 \cdot 10^{8}$ cm : sec.

Les photographies, fig. 1, 2, 3, montrent l'aspect de la décharge. La ligne blanche de gauche représente l'extrémité de la cathode. Près de cette cathode, se trouve un es-

Fig. 1 2 et 3.

pace complètement noir de l'ordre de 0,05 cm., le nouvel espace obscur, suivi d'une région légèrement verdâtre d'environ 1 cm., l'espace obscur de Crookes qui se termine dans la gaine négative brillante. Sur les photographies, la courbure de l'espace obscur de Crookes est très exagérée par suite de la proximité de l'appareil photographique.

La figure 2 correspond à une densité de courant beaucoup plus faible que celle de la figure 1. L'espace obscur de Crookes est devenu moins net alors que le nouvel espace obscur est encore très bien délimité et beaucoup plus grand que dans la figure 1.

La théorie ci-dessus rend bien compte de l'obscurité complète du nouvel espace obscur dans l'hélium pur et dans l'hydrogène. Elle conduit de plus à prévoir l'effet suivant :

Considérons le mouvement des premiers électrons partant sans vitesse de la cathode dans un champ que nous considérerons, pour simplifier, comme uniforme. Si le chemin d, qu'ils doivent parcourir pour acquérir une vitesse suffisante pour ioniser le gaz, est plus petit que le chemin moyen de libre parcours d'un électron dans les mêmes conditions, nous devons nous attendre à trouver à la distance d un maximum d'ionisation et un maximum de lumière correspondant, s'affaiblissant graduellement, à mesure qu'on s'éloigne de la cathode et que l'énergie des électrons est dissipée. Mais, à la distance $2\,d$, dans l'hypothèse d'un champ uniforme, les nouveaux ions formés à la suite des chocs à la distance d et qui auront acquis la vitesse d'ionisation donneront un autre maximum moins bien défini et, ainsi de suite, et on obtiendra un espace obscur de Crookes présentant un aspect strié. La fig. 3 se rapporte à l'hélium à une pression de 2 à 3 millimètres. Le courant est tel que la surface de la cathode soit couverte et la courbure du nouvel espace obscur est due à ce que la densité du courant n'est pas uniforme. On peut distinguer trois maxima distincts et, sur le cliché, on peut observer la trace d'un quatrième. La distance de ces maxima correspond à peu près à des chutes de potentiel égales.

Le nouvel espace obscur, le premier espace obscur cathodique, n'a pu être observé dans l'air, Az, O, Ar, CO. Deux explications de ce fait sont possibles en supposant que la théorie est correcte :

1° Les molécules de ces gaz nécessitent une énergie si faible pour leur ionisation que d est trop petit pour pouvoir être décelé.

2° Les électrons libérés de la surface de l'aluminium par le choc des ions positifs de ces gaz partent avec une vitesse suffisante pour produire des ions au voisinage immédiat de la cathode et, dans ce cas, le phénomène n'existerait pas.

Quelques expériences faites sur la longueur de d dans des mélanges d'He et O, qui demandent des recherches ultérieures, montrent que la dernière explication est la plus probable.

M. Moulin.

La décharge électrique dans les gaz monoatomiques. — F. Soddy et **Th. Mackenzie** (*Proc Roy. Soc.*, **80** 92-109 1908). — Les auteurs ont cherché au bout de combien de temps des tubes de 28 cm³ cessent de fonctionner par suite de l'absorption du gaz sous l'influence de la décharge et mesuré le volume du gaz résiduel en le comprimant à l'aide du mercure dans un tube capillaire latéral. Une partie du gaz est absorbée par le miroir d'aluminium qui recouvre la paroi et peut se dégager quand on fait rentrer le mercure, par suite de la dissolution de ce miroir ; une autre partie est absorbée par les électrodes. En chauffant les tubes en même temps qu'on enlève à la pompe les gaz occlus, on peut retrouver 98 pour 100 de ces gaz.

Les pressions ont été mesurées à la jauge et trouvées de l'ordre du centième de millimètre, quand le tube cesse de fonctionner. Dans un tube à rayons X ordinaire, donnant de bons rayons, les auteurs ont de même trouvé, pour l'hydrogène, une pression de 0,02 mm. et ils pensent que si l'on trouve habituellement une pression de l'ordre du millième de millimètre, c'est à cause des vapeurs de graisse.

La décharge passe plus facilement dans l'hélium que dans l'hydrogène aux pressions élevées et plus difficilement aux basses pressions, à partir de 0,4 mm.

Dans la préparation des tubes les gaz dégagés par les électrodes n'ont pas été enlevés à la pompe mais ont été absorbés par le calcium. Les gaz monoatomiques ne sont pas absorbés et sont faciles à déceler ensuite par leur spectre.

Les électrodes neuves ne dégagent pas de gaz monoatomiques, mais celles qui ont déjà été utilisées dans ces gaz en dégagent une quantité notable même après avoir été exposées à l'air pendant plusieurs mois.

Les auteurs ont également examiné les gaz qui se dégagent en formant de petites bulles à l'intérieur de la paroi de verre quand on la chauffe au rouge. Le dégagement, dans les tubes employés qui avaient une cathode formée d'un fil et une anode en forme de disque, ne se produisait que dans la région où viennent frapper les particules qui partent normalement de la cathode et dans la région correspondant au bord de l'anode. En chauffant ce verre dans le vide et en traitant les gaz dégagés par du calcium chauffé dans un second four, on ne trouve pas trace du gaz monoatomique qui a servi pour la décharge. Les gaz qui se dégagent dans le verre ne proviendraient donc pas d'une occlusion du gaz dans le verre, mais d'un effet secondaire, probablement d'une décomposition du verre produite par le bombardement des particules.

M. Moulin.

Réflexion et absorption des rayons β. — H. W. Schmidt. [illegible] *Phys.*, IV-23 671-1907 [illegible]. — [illegible] des rayons β et l'émission de rayons secondaires [illegible] de recherches de Mac Clelland[2], [illegible] M. Schmidt [illegible] au début de son travail une critique sommaire [illegible]. Il expose ensuite une théorie de l'absorption et de la réflexion des rayons β par une [illegible] dont voici l'esquisse.

Voici les hypothèses fondamentales :

1° Dans une tranche d'épaisseur dx est absorbée une fraction [illegible] αdx. Cette fraction est transformée en une autre forme d'énergie.

2° Dans la même tranche est réfléchie, c'est-à-dire renvoyée en arrière avec la même vitesse la fraction βdx.

3° [illegible] sont des constantes caractéristiques de la substance [illegible] pour une espèce de rayons donnée.

4° Les rayons réfléchis subissent l'absorption et la réflexion comme les incidents.

5° Il n'y a pas d'effets superficiels. On n'a affaire qu'à une réflexion en volume.

6° Il n'existe pas de rayonnement secondaire, c'est-à-dire que la matière soumise aux rayons β primaires n'émet pas de nouveaux électrons, ou bien, si elle le fait, c'est avec une vitesse si faible que leur action ionisante est négligeable.

7° On ne s'occupera pas de la diffusion des rayons ; on admettra qu'il n'existe que deux flux opposés de rayonnement, tous deux perpendiculaires à la lame, l'un dans le sens incident, l'autre dans le sens réfléchi.

Cette dernière hypothèse n'est faite que pour la commodité des calculs, la réflexion en volume est une réflexion diffuse qui se fait en tous sens, le rayonnement incident lui-même est, dans les expériences de Schmidt, également réparti entre toutes les directions. Les autres hypothèses seraient d'après Schmidt très probablement conformes à la réalité. Je tiens remarquer au sujet des hypothèses 2 et 6 qui peuvent sembler arbitraires, que l'expérience a montré qu'il n'y a réellement émission de rayonnement secondaire ; mais les rayons secondaires ont toujours une vitesse très faible et leur nombre décroît rapidement quand la vitesse des rayons incidents croît ; au contraire la vitesse des rayons réfléchis et transmis est sensiblement égale à celle des incidents.

Quoi qu'il en soit, ces hypothèses permettent, au moyen d'un calcul analogue à ceux de Stokes et F. Neumann sur le passage de la lumière à travers une pile de glaces, de déterminer l'intensité du rayonnement réfléchi et transmis par une lame donnée.

On trouve en appelant ρ la fraction de l'énergie incidente réfléchie par une lame d'épaisseur x, δ la fraction transmise, et p la fraction réfléchie pour $x = \infty$:

$$\rho = \frac{p(1 - e^{-\alpha x})}{1 - p^2 e^{-\alpha x}} \qquad \delta = \frac{(1 - p^2)e^{-\alpha x}}{1 - p^2 e^{-\alpha x}}$$

[illegible] ρ [illegible] 1, lorsque x devient notable [illegible] est simplement une fonction exponentielle $\delta = (1 - p^2)e^{-\alpha x}$ [illegible] aux coefficients d'absorption α et [illegible] par la relation

$$\alpha = 1 - p^2$$

La comparaison avec l'expérience donnera α et p d'où [illegible].

L'auteur [illegible] les rayons β de l'U. X obtenu par le procédé de Mme Curie et Schmidt, le rayonnement d'une solution de nitrate d'urane dans l'acétone au moyen de l'hydrate

[illegible] 4, 175 1907

[illegible] 9 [illegible] 1907

ferrique). On mélange la masse active avec du vernis au copal et du chloroforme, et on l'étend sur une lame mince d'aluminium : la lame est placée comme couvercle d'une chambre d'ionisation où se trouve une électrode en communication avec un électroscope à feuille d'aluminium. L'intensité du rayonnement est proportionnelle à la vitesse de chute de la feuille. Dans les mesures d'absorption on tourne la couche active vers le bas, et on glisse en dessous les lames métalliques à étudier. Dans les mesures de réflexion, la couche active est tournée vers le haut et on détermine la vitesse de déplacement de la feuille de l'électroscope, quand la lame réfléchissante est placée sur l'Uranium X, puis enlevée. La différence donne le pouvoir reflecteur. Les fig. 1 et 2 donnent les

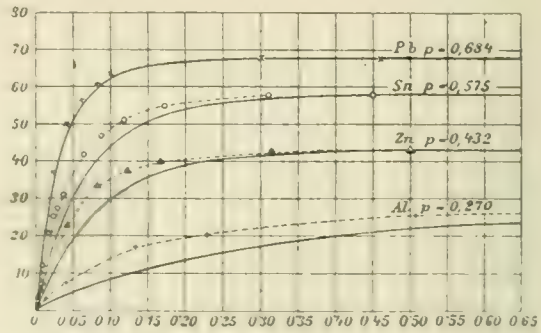


Fig. 1. — Fraction de l'énergie réfléchie en fonction de l'épaisseur de la lame en millimètres.

résultats expérimentaux (courbes pointillées). Des courbes ont été calculées au moyen de la formule théorique, d'autres ont été calculées en admettant une simple loi exponentielle de l'absorption. Les courbes expérimentales

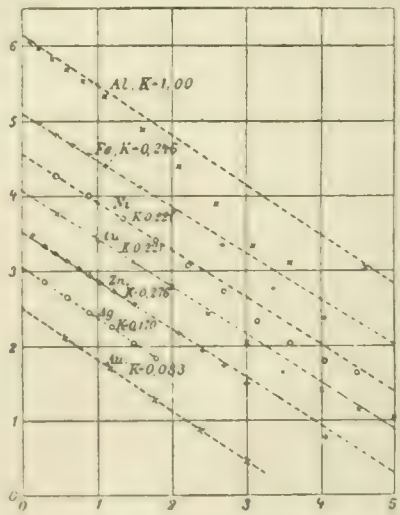


Fig. 2. — Logarithme de l'énergie transmise en fonction de l'épaisseur de la lame multipliée par une constante k

et théoriques ont même allure, mais l'accord numérique est mauvais, d'autant plus mauvais que le métal absorbant est plus léger (Al). L'auteur introduit alors une série de corrections.

1° Il faut tenir compte de l'influence de la lame sur laquelle est étendue la substance active. Dans les deux séries de mesures : absorption et réflexion, la source rayonnante est comprise entre deux lames métalliques. La théorie permet de calculer ce qui doit se produire ; l'accord

est meilleur pour l'absorption, mais aussi mauvais pour la réflexion.

2° Schmidt examine d'une façon très sommaire et peu rigoureuse, quelle peut être l'influence de la diffusion des rayons. Il montre que cette diffusion peut expliquer le désaccord entre la théorie et l'expérience, pour les rayons réfléchis mais non pas pour les rayons transmis, la loi de transmission théorique s'éloigne plus d'une fonction exponentielle de l'épaisseur que la loi expérimentale. Peut-être faudrait-il admettre que les électrons ont des trajectoires en zig-zag. L'auteur ne tient pas compte de l'hétérogénéité possible des rayons β. Les expériences permettent cependant de calculer p, α et β (au moins d'une manière approchée) pour les différents métaux : 1° p croît avec le poids atomique mais pas proportionnellement. Cette loi avait déjà été trouvée par Mac Clelland, mais les valeurs de p qu'il a déterminées sont 0, 7 fois plus grandes que celles de Schmidt (ses mesures portent sur les rayons β du radium).

2° $\frac{\beta}{AD}$ et $\frac{\alpha}{D}\sqrt{A}$, A étant le poids atomique, D la densité sont très sensiblement des constantes. Ces lois peuvent s'interpréter ainsi

$$\alpha = C_1 N \pi r^2 \qquad \beta = C_2 A N \frac{4}{3} \pi r^3 \qquad N$$

C_1 et C_2 étant des constantes universelles, N le nombre des atomes par unité de volume, c'est-à-dire α est proportionnel à la surface interceptée par les atomes sur un plan perpendiculaire à la trajectoire, β est proportionnel au poids atomique et au volume total occupé par les atomes.

E. Bauer.

Chutes de potentiel cathodiques et spectres de quelques gaz composés. — G. Gehlhoff (*Ann. d. Phys.* 24 555 1907). — Afin d'éviter la rapide décomposition des gaz complexes sous l'effet de la décharge elle-même, M. Gehlhoff emploie une méthode de courant gazeux, consistant à aspirer d'une manière permanente à travers le tube à vide le gaz qu'on étudie. Si ce gaz passe d'abord par un tube capillaire de section et de longueur convenables, on peut obtenir dans le tube de décharge la pression que l'on veut. M. Gehlhoff a vérifié dans le cas de l'air que la méthode de courant gazeux donne les mêmes chutes de potentiel cathodiques que la méthode statique (342 volts pour le platine dans l'air).

La chute de potentiel dans la lueur négative n'est plus négligeable aux pressions de l'ordre de 5 millimètres. Aussi l'électrode-sonde a-t-elle toujours été placée à la limite de l'espace obscur de Crookes. Avec cathode de platine, l'ammoniaque a donné une chute de potentiel de 570 volts, l'oxyde de carbone 490 volts, l'acide carbonique 475 volts, le peroxyde d'azote 587 volts, le bioxyde 565 volts, le protoxyde 551 volts. Pour les oxydes d'azote, la chute de potentiel dépend de l'état de décomposition du gaz; elle commence par descendre jusqu'à un minimum pour remonter de là jusqu'à une limite.

Les oxydes d'azote ont présenté des phénomènes spectraux complexes aussi bien dans la lueur négative que dans une seconde zone lumineuse plus proche de l'anode.

La loi d'additivité atomique établie par Capstick pour les chutes de potentiel cathodiques dans les gaz complexes n'est pas vérifiée.

Léon Bloch.

Sur la fatigue des métaux soumis aux rayons du radium. — J.-A. Crowther (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14 4 540 550 1907). — L'auteur s'est proposé de rechercher si dans l'émission des rayons secondaires par les métaux soumis aux rayons du radium intervenait une fatigue analogue à celle qui résulte de l'exposition à la lumière ultra-violette.

Le dispositif est analogue à celui qui est employé habituellement pour étudier le rayonnement secondaire des corps. Ces rayons secondaires ionisent l'air d'un condensateur relié à un électroscope. Les plaques employées avaient en général 2 millimètres, épaisseur suffisante pour arrêter la plus grande partie des rayons β. L'expérience montre que, au bout de 240 minutes, le rayonnement secondaire n'a pas varié. Pour des expériences plus prolongées, on observe des variations de plus de 5 pour 100 qui sont dues à des causes extérieures (telles que changement d'état hygrométrique de l'air). En comparant deux plaques dont l'une reste soumise au rayonnement et dont l'autre ne reçoit ce rayonnement que pendant la durée des mesures, on n'a observé aucune variation pendant trois mois et demi. (Les plaques avaient été polies au début de l'exposition.)

Une autre série d'expériences a été faite avec les rayons α. Le radium était placé sur un plateau horizontal au-dessus duquel se trouvait un deuxième plateau à 0,5 centimètre de distance. Aucune variation systématique n'a pu être observée.

Le professeur More avait observé une fatigue dans le cas des rayons X. L'auteur à l'aide du même appareil a comparé le rayonnement secondaire de deux plaques dont l'une avait été soumise au rayonnement du radium. Chaque plaque est disposée derrière une toile métallique reliée à une batterie d'accumulateurs et est elle-même reliée à un électroscope. Pour les mesures, ces deux plaques reçoivent simultanément les rayons d'un même tube.

Les rayons du radium produisent pour les rayons γ le même genre de fatigue que les rayons X eux-mêmes. Le tableau suivant donne le rapport du rayonnement secondaire de la plaque fatiguée à celui de la plaque étalon, pour une fatigue provoquée soit par les rayons du radium, soit par les rayons X.

Durée d'exposition	Zinc		Cuivre		Plomb	
Heures	Radium	Rayons X	Radium	Rayons X	Radium	Rayons X
0	100	100	100	100	100	100
1	104		98	98		»
2	106	104			105	105
5	»		97	98	101	101
4	109	106	»	»	101	»

Par une méthode de comparaison analogue, l'auteur a trouvé que les rayons du radium provoquent la fatigue pour l'effet photoélectrique. Deux plaques de cuivre soigneusement polies à l'émeri donnent des effets photoélectriques dont le rapport est 1,15. La première étant soumise au rayonnement du radium pendant 4 jours, le rapport tombe à 0,082. Après repolissage de cette plaque, le rapport est de 1,20 et il redevient égal à 1,12 quand les deux plaques ont été repolies. Le rayonnement du radium fait donc tomber l'effet photoélectrique de plus de 90 pour 100 de sa valeur. Dans ces expériences, la plaque était exposée non seulement aux rayons α, β et γ mais aussi à l'émanation. Les rayons β et γ peuvent aussi produire cette fatigue; au bout de 2 heures, le rapport est réduit à 1,08 et au bout de 6 heures à 1,02.

Ces résultats semblent indiquer qu'on se trouve en présence non d'une modification de la nature du métal mais

[illegible] différent, peut-être une [illegible] double. [illegible] des rayons secondaires [illegible] influences, alors que les [illegible] X et les corpuscules émis [illegible], très peu pénétrants, sont [illegible]. M. Moulin.

Radiations

Diffusion des rayons X. — Charles-G. Barkla (*Proc. Roy.*, 15 [illegible] 1908 A). — M. Barkla communique [illegible] le quelques expériences intéressantes [illegible] peu, peut-être à l'appui de la [illegible] des rayons X (pulsations de l'éther) et par [illegible] de l'hypothèse récente de Bragg (pour [illegible] X se composent de doublets électriques gravitant dans le plan déterminé par les deux directions de propagation primaire et secondaire).

M. Barkla montre d'abord que dans la théorie classique l'intensité du rayonnement secondaire doit être double dans la direction de propagation du rayonnement primaire de ce qu'elle est dans le sens perpendiculaire. Dans les idées de Bragg au contraire l'intensité devrait être non pas deux fois mais un grand nombre de fois supérieure.

On a alors disposé deux électroscopes A_1 et A_2 comme l'indique la figure, de façon qu'ils reçoivent les rayons secondaires émis par la plaque R soit dans une direction

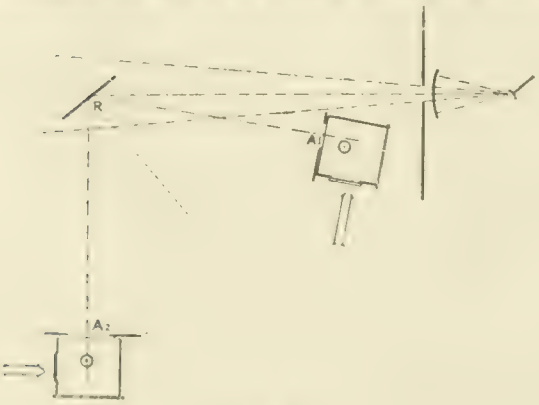


Fig. 1.

voisine de la direction d'incidence des rayons primaires, soit dans une direction à 90 degrés de la précédente. Les [illegible] ont été étalonnés en plaçant en R une lame [illegible] substance que des recherches antérieures ont [illegible] émettre un rayonnement secondaire de même [illegible] toutes les directions. Remplaçant alors la lame de cuivre par une lame de charbon par exemple, on a [illegible] intensités secondaires dans les [illegible] X [illegible] le rapport la valeur 1,95, [illegible] 2 [illegible] par la théorie. Les nom[illegible] de 2 qu'on opère avec des rayons moins pénétrants et moins polarisés; ils ne dépassent jamais la valeur 2.

M. Barkla voit là une preuve de la théorie classique des rayons X. Bien entendu, comme il l'a fait voir lui-même, [illegible] plus [illegible] faible comme le carbone [illegible] Léon Bloch.

Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière. — Charles V. Drysdale (*Proc. Roy. Soc.*, 80-19 1907 A). — L'auteur compare, à l'aide d'un bolomètre, l'énergie transportée par la radiation d'une source, soit en lumière blanche, soit dans la région jaune vert, à l'énergie rayonnée par une lampe à incandescence, connue par les watts dépensés dans cette lampe (corrigés de la chaleur emportée par l'air, par convection, cette correction étant estimée à l'aide d'un calorimètre à air de forme convenable; elle est de 2 à 5 pour 100). Connaissant l'intensité lumineuse par comparaison photométrique avec une lampe étalon, l'auteur en déduit l'équivalent mécanique de la lumière, c'est-à-dire le nombre de watts rayonnés par bougie.

La plus faible valeur trouvée 0,08 correspond à l'arc. Une source idéale de lumière blanche fournirait 10 bougies par watt, et une source de lumière monochromatique jaune vert, 17 bougies par watt. M. Moulin.

Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux. — A. Cotton et H. Mouton (*C. R. Académie des Sciences*, 145 229 1907). — Les liquides sur lesquels a été étudié jusqu'à présent le phénomène de biréfringence magnétique perpendiculairement aux lignes de force du champ, étaient des liquides colloïdaux. Les auteurs ont montré que cette propriété, ainsi que d'autres phénomènes magnéto-optiques, peuvent être expliqués par les propriétés des particules ultra-microscopiques qui s'y trouvent en suspension. Dans un liquide pur la biréfringence magnétique n'avait encore jamais pu être observée.

MM. Cotton et Mouton ont cependant pu, en employant des champs plus intenses et une méthode optique plus sensible, mettre en évidence dans la nitrobenzine, pure de particules ultramicroscopiques, une biréfringence magnétique de signe positif, et croissant proportionnellement au carré du champ et à l'épaisseur traversée.

Comme données numériques de l'expérience : « une vibration rectiligne, à 45 degrés des lignes de force, après avoir traversé 4 cm. 2 du liquide placé dans un champ de 18 500 gauss, est transformée en une vibration elliptique, et l'angle β, dont la tangente mesure le rapport des axes, est égal à 56 à la température de 24 degrés. »

La suite de cette intéressante étude comporte quelques indications sur les substances permettant l'observation de ce phénomène, et quelques hypothèses sur le rôle que peut y jouer leur structure chimique. L. Matout.

Sur la biréfringence magnétique des liquides organiques. — A. Cotton, H. Mouton et P. Weiss (*C. R. Académie des Sciences*, 145 870 1907). — Déjà les auteurs ont signalé la biréfringence magnétique dans des liquides non colloïdaux et ne contenant aucune trace de particules solides en suspension[1]. Ces phénomènes, très faiblement mesurables au début, alors que l'on opérait avec les moyens ordinaires, ont pu, grâce à l'emploi du puissant électro-aimant de l'Institut de Physique du Polytechnicum de Zurich, être l'objet de mesures précises dont les résultats suivent :

La biréfringence de la nitrobenzine, mesurée dans des champs uniformes, obéit à la loi de proportionnalité au carré du champ, pour toutes les intensités employées. Cette loi simple, qui n'est plus applicable pour certains colloïdes, indique qu'il s'agit d'un phénomène distinct de celui que l'on peut observer avec ces derniers corps.

En employant des pièces polaires spéciales, permettant d'opérer sur une grande épaisseur de liquide, la biréfrin-

1. [illegible]

gence magnétique a pu être observée nettement entre deux nicols croisés. Ce dispositif, quoique ne donnant pas de champ uniforme, permet, par l'intensité du phénomène, de comparer directement différents liquides entre eux.

En prenant pour unité la biréfringence de la nitrobenzine, on trouve 0,24 pour la benzine et 0,19 pour le sulfure de carbone, mais dans le sens négatif pour ce dernier corps.

Parmi les liquides étudiés, quelques uns ne présentent aucune trace de biréfringence.

Les auteurs espèrent avec raison qu'une étude plus complète de ces phénomènes pourra rendre des services à la chimie. L. Matout.

Interférences de lames planparallèles dans le spectre continu. — E. Gehrcke et O. Reichenheim (*Ann. der Phys.*, IV 23 47 1907 A). — Gehrcke et Reichenheim se servent du dispositif de Lummer (fig. 1) et Gehrcke, analogue à celui de Pérot et Fabry, pour produire des interférences à grandes différences de marche. Ils font tom-

Fig. 1.

ber de la lumière sensiblement parallèle sur une lame de verre planparallèle sous une incidence presque rasante. On observe dans le plan focal d'une lunette les franges à l'infini produites par l'interférence entre les rayons réfléchis sur les deux faces de la lame. Si la source lumineuse émet un spectre discontinu, on obtient pour chaque raie un système de franges déterminé. La lame de verre étant horizontale et la source étant constituée par la fente verticale d'un spectroscope, on obtient pour chaque longueur d'onde une image verticale de la fente, parcourue par des franges d'interférence horizontales (fig. 2 *a*. 1). Si la source

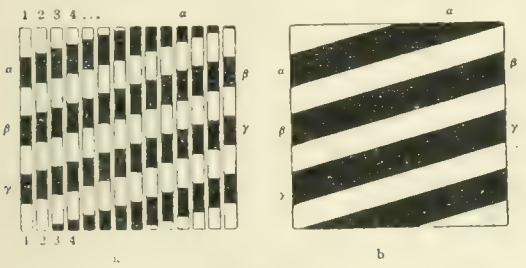


Fig. 2.

émet un spectre discontinu constitué par des raies voisines, on obtient une série d'images de la fente et les franges d'interférences se déplacent peu à peu quand on se déplace dans le spectre (fig. 2*a*). Enfin, si le spectre est continu, on obtient la figure 2*b*. En somme, les phénomènes étudiés sont des franges de Fizeau et Foucault, produites au moyen d'un appareil interférentiel et d'un spectroscope tel que la fente du spectroscope soit perpendiculaire aux franges. Ici les différences de marche sont grandes et le spectroscope doit être très dispersif.

Dans les expériences définitives, les auteurs font arriver les rayons d'abord dans l'appareil interférentiel, puis dans un spectroscope à réseau de Rowland. La discussion montre que, pour une position donnée de la lame, les effets observés sont indépendants de la largeur de la fente. Les photographies obtenues sont très nettes.

En se servant d'une lame planparallèle à vide de Pérot et Fabry, et d'un réseau, ce dispositif permettrait [illegible] de reprendre les mesures de longueur d'onde faites par Fabry et Buisson, mais d'étendre ces mesures [illegible] façon continue à toute l'étendue du spectre. L. [illegible]

Phosphorescence

Sur la nature de quelques éléments et méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes. G. Urbain (*C. R. Acad. des Sc.*, 145 1555 1907 A). — Au cours de ses recherches sur les phosphorescences cathodiques de sulfates anhydres contenant *uniquement* du gadolinium et du terbium, l'auteur a reconnu comme appartenant à ces deux seuls corps des bandes spectrales attribuées par Sir W. Crookes à des éléments G_2, G_3, G_4, ionium, incognitum ; ou encore à des méta-éléments dont la définition très vague échappe au domaine expérimental, et dont M. Lecoq de Boisbaudran a du reste démontré depuis longtemps l'impossibilité de définir logiquement l'existence.

La cause des attributions des spectres complexes qu'observa Sir W. Crookes, à ces prétendus éléments, provient d'une interprétation erronée des conditions qui régissent les phénomènes de phosphorescence ; conditions qui aujourd'hui sont définitivement établies par des lois exactes dont l'auteur a donné ailleurs l'exposé général[1] et qui lui ont permis en toute sûreté de reconnaître ces spectres comme appartenant à différents termes d'un fractionnement compris entre le terbium et le gadolinium et ne contenant naturellement que ces deux terres.

Ajoutons que l'examen des autres genres de spectres (d'absorption ou d'étincelle) n'autorisait nullement les interprétations que Sir W. Crookes a cru devoir tirer de l'examen des seuls spectres de phosphorescence.

L. Matout.

Changements de couleur du sulfure de calcium sous l'action de la lumière. — José Rodriguez Mourelo. (*Archives des Sciences physiques et naturelles*, IV-25-15-A.) — Certains sulfures de calcium, pas tous, sont susceptibles de changer de couleur lorsque après leur préparation ils ont été seulement exposés quelque temps à la lumière diffuse du laboratoire. Ce phénomène semble indépendant des propriétés phosphorescentes, et paraît dû à des actions photochimiques qui se produisent probablement en présence de traces de substances dont la nature n'est pas déterminée.

L'auteur conclut : « Le changement de couleur de nature spéciale que j'ai découvert dans les sulfures de calcium n'est pas l'effet de réactions chimiques simples, telles qu'oxydations, *mais démontre l'existence d'une action chimique directe de la lumière.* »

Il semble que dans ce travail M. Mourelo ne tienne compte dans un sulfure de calcium, oxydé ou non, que de la masse CS^2, sans préjudice des impuretés accidentelles, et elles peuvent être nombreuses, qui soient susceptibles de réactions photochimiques colorantes, tout en étant en quantités inappréciables. L. Matout.

Ionisation

Conditions agissant sur la décharge des électrodes dans les phénomènes d'ionisation. — J. G. Davidson (*Phys. Rev.*, 26 1 28 1908). — L'auteur

1. *Journ. de Chim. Phys.* 4 255 1906. *Le Radium* 4 20

pointes, ou mieux [illegible] formées de tubes dans lesquels on peut faire passer un courant d'eau, que la température des électrodes n'a que très peu d'influence sur la conductibilité des flammes, sont dans le cas d'une cathode de platine [illegible] dans une flamme colorée par un sel. L'augmentation de conductibilité est due aux sels occlus. Un grand [illegible] autres expériences qu'il serait trop long de [illegible] ici.

La [illegible] du cône vert d'une flamme de Bunsen incolore est comparable à celle d'une flamme colorée.

En ce qui concerne la position des électrodes, l'auteur montre qu'on ne peut obtenir de forts courants quand les tubes positifs doivent se déplacer en sens inverse du courant des gaz de la flamme.

Avec des fils de platine couverts de sels alcalins et chauds, on peut obtenir une émission très rapide et fugitive d'ions positifs.

Les matières occlusées dans les fils de platine neufs sont principalement des sels alcalins.

Les cathodes recouvertes de sels alcalins peuvent donner dans la flamme des courants de plusieurs ampères par millimètre carré, alors qu'une anode recouverte de sel n'accroît pas le courant. Au contraire, dans l'air, un fil incandescent émet surtout des charges positives. Ceci doit être dû à ce que, dans la flamme, les ions positifs sont entraînés par les gaz. Dans l'air, les ions négatifs doivent former de gros centres avec les produits de volatilisation du sel. Les centres positifs moins mobiles sont moins influencés.

En faisant passer de la fumée sur un fil, on supprime le courant négatif et on n'arrête pas le courant positif.

Un fil de platine ayant servi de cathode dans une flamme colorée peut émettre ensuite des charges. Si la flamme est incolore, cette émission est faible et fugitive et indépendante du signe des ions recueillis par l'électrode.

Des fils de platine qui ont été placés dans la flamme ou employés comme électrodes dans des cuves électrolytiques (sauf quand il s'y dégage de l'oxygène) deviennent très sensibles à la lumière ultra-violette. En fonction de la température, il se produit, pour les températures croissantes, un minimum de sensibilité photoélectrique qui est dû aux gaz occlus. Pour les températures décroissantes, la courbe est différente et ce minimum ne se retrouve pas.

La [illegible] rapide mutabilité de sensibilité photoélectrique des métaux est due à la méthode de polissage.

M. Moulin.

Flamme de paraffine et flamme de phosphore dans le champ électrique. — Russ *Phys. Zeitsch.*, 9 110 1908 A.). — Ensemble d'expériences qualitatives sur l'orientation et la division des fumées de phosphore dans le champ électrique. Critique d'anciennes expériences de Strehleke sur ce sujet, les apparences unipolaires signalées par ce dernier tiennent à des particularités fortuites.

L. B.

Émission de corpuscules négatifs par les métaux incandescents et la chaux incandescente. — F. Deininger (*Ann. d. Phys.*, 25 285 1908 A.). — Le platine, le tantale, le nickel émettent à l'incandescence des ions négatifs, qu'ils soient ou non recouverts de chaux. Les courbes de saturation sont très analogues. La saturation est atteinte (sous faible pression) entre 20 et 25 volts. La formule de Richardson sur l'effet de la température est bien vérifiée.

Les métaux [illegible] se distinguent fortement les uns des autres par l'intensité des effets, c'est-à-dire par le nombre d'électrons n par centimètre cube de métal et le travail Φ nécessaire à l'émission d'un corpuscule. Le nickel nu ne donne pas d'effet sensible.

	Platine	Charbon	Tantale	CaO
n	$5.1.10^{21}$	$7.8.10^{21}$	$4.5.10^{17}$	$1.8.10^{22}$
Φ [illegible]	$15.5.10^{-12}$	$9.2.10^{-12}$	$7.5.10^{-12}$	$7.5.10^{-12}$

Recouverts d'oxyde de calcium (par calcination du nitrate), tous les métaux étudiés donnent les mêmes effets (même valeur de n et de Φ). La chaux donne des effets beaucoup plus grands que les métaux.

Léon Brou.

Changements de sensibilité des piles photoélectriques. — H. Dember (*Phys. Zeitschr.*, 9 188-1908 A.). — L'effet de fatigue photoélectrique a été constaté par les premiers expérimentateurs qui ont eu l'occasion d'étudier le phénomène de Hertz. Ils ont observé que la sensibilité des métaux à l'action de la lumière ultra-violette décroît avec le temps, et ils ont pensé à mettre cette fatigue sur le compte d'une action directe de la lumière. C'est l'opinion qui semble avoir été celle de Buisson, de Kreusler, de Lenard, de Ladenburg, et d'autres. Pourtant Elster et Geitel, après avoir construit des piles photoélectriques avec du sodium ou du potassium dans une atmosphère d'hydrogène, constatèrent que de semblables piles ne présentent aucun effet de fatigue après un éclairage de plusieurs heures. La même observation a été refaite par M. v. Schweidler et par M. Bergwitz. Dans un travail d'ensemble sur la question, Hallwachs a fait voir nettement que la fatigue photoélectrique n'est pas due à l'action directe de la lumière, elle est liée à des phénomènes d'absorption gazeuse à la surface des métaux et surtout à la présence de l'ozone.

Les nouvelles expériences de M. Dember viennent à l'appui de cette manière de voir. Il s'est servi de tubes à sodium dans une atmosphère d'hydrogène. Mais la pression avait été réduite à 1/2 millimètre de mercure environ. On sait, d'après les recherches de Soddy, que même à ces faibles pressions l'hydrogène est absorbé lentement par les métaux. On peut donc s'attendre à trouver sur les tubes photo-électriques à sodium un effet de fatigue lente, bien qu'on opère en l'absence d'ozone et de toute impureté pouvant agir chimiquement sur le sodium. C'est bien ce que l'expérience a donné. L'hydrogène était préparé avec des produits purs, soigneusement desséchés, et le tube à sodium chauffé au moment du remplissage de façon à combiner les dernières traces d'oxygène.

On n'a commencé à étudier systématiquement la sensibilité des tubes à sodium que 6 semaines après leur préparation. C'était le temps nécessaire pour supprimer les changements irréguliers consécutifs à la fabrication. Après ce temps on a constaté une fatigue lente, qu'on ne peut attribuer qu'à une absorption progressive du gaz. La formation d'hydrures définis ne semble pas jouer de rôle ici. L'examen des tubes a été fait soit avec la lampe Nernst, soit avec une lampe à incandescence, soit avec la lampe Heraeus en quartz. Dans tous les cas on a obtenu une constance presque absolue des effets pendant un intervalle de quelques heures. Par contre, à intervalles de 1, 2 ou 3 mois, la sensibilité avait diminué dans des proportions très appréciables, 25,7 % et 11,6 % pour deux tubes différents à 87 jours de distance.

L'effet de fatigue photoélectrique est lié à l'absorption des gaz de deux manières différentes. D'abord il est concevable que les gaz occlus modifient directement les propriétés superficielles du métal. De plus, cette absorption donne lieu à une diminution de pression, et celle-ci à son tour peut entraîner une diminution de l'effet photoélectrique. Comme l'a en effet trouvé Stoletow et comme J. J. Thomson l'a

prévu théoriquement, il doit y avoir pour un champ électrique donné un maximum d'effet photoélectrique pour une pression convenable, celle qui correspond à un parcours moyen λ des molécules donné par la relation :

$$\lambda . d = \text{Const.}$$

Si donc, comme c'est le cas dans les expériences de M. Dember, la pression critique est supérieure à celle qui règne dans le tube, une absorption des gaz doit entraîner un effet de fatigue apparent. Par contre, pour des tubes où la pression critique serait convenablement choisie, l'absorption des gaz pourrait entraîner un accroissement apparent d'effet photoélectrique. Léon Bloch.

La variation diurne du magnétisme terrestre. — Arthur Schuster (*Proc. Roy. Soc.*, **A.-80-80-82-1907**). — L'auteur a montré précédemment que la variation diurne du magnétisme provient d'une cause extérieure à la surface la terre. L'hypothèse invoquée par M. Schuster est que ces variations sont dues aux courants induits dans l'air conducteur par ses déplacements dans la portion fixe du champ magnétique terrestre. Les calculs montrent que les variations diurnes et semi-diurnes sont causées par une oscillation de même nature que celle qui produit les variations barométriques. Les variations magnétiques et barométriques sont décalées d'environ 1 heure 5/4 et il n'est pas impossible que cette différence de phase ne puisse provenir d'une incertitude sur les données expérimentales.

Le problème est déterminé si les variations barométriques sont connues et l'on peut calculer l'ordre de grandeur de la conductibilité qui serait nécessaire pour produire les effets magnétiques observés. La conductibilité ainsi trouvée est considérable. On peut remarquer, toutefois, que les courants électriques qui produisent les variations circulent seulement dans les couches supérieures de l'atmosphère où la pression est trop faible pour agir sur le baromètre. Les deux variations ont leur origine dans des couches différentes qui peuvent osciller indépendamment avec une certaine différence de phase et une amplitude différente. Le calcul ne peut plus se faire, mais la conductibilité doit encore être très grande si l'on ne veut pas être conduit à une amplitude inadmissible.

L'analyse mathématique est simple tant que l'on suppose une ionisation uniforme. Par ce que nous savons de l'ionisation à la surface de la terre, il est nécessaire de faire intervenir une source étrangère ; le soleil est tout indiqué et l'on sait que les variations magnétiques sont beaucoup plus grandes en été qu'en hiver et que l'aiguille aimantée est sensiblement au repos pendant la nuit. Cette influence solaire écarte une difficulté qui provient de ce que la variation barométrique est principalement une variation semi-diurne, alors que la variation magnétique est surtout diurne. Si la conductibilité est plus grande pendant le jour que pendant la nuit, on peut montrer que la période de 12 heures du baromètre produit une période appréciable de 24 heures du magnétisme, alors qu'il n'y a pas d'accroissement sensible de la période magnétique de 12 heures produite par la période barométrique de 24 heures.

L'hypothèse que la conductibilité est proportionnelle au cosinus de l'angle des rayons solaires est cependant encore insuffisante pour expliquer complètement l'augmentation d'amplitude de la variation magnétique pendant l'été. On est conduit à supposer que l'oscillation atmosphérique est plus grande en été qu'en hiver et qu'elle est indépendante des couches inférieures ou que le pouvoir ionisant de la radiation solaire est incomplètement déterminé par la position du soleil. L'accroissement d'amplitude pendant les périodes de taches solaires s'explique par un accroissement de conductibilité correspondant à l'accroissement d'activité solaire. Toutes les observations indiquent que le soleil est la source d'ionisation, et la radiation ultra-violette semble en être la cause la plus plausible.

L'observation des variations magnétiques sur l'équateur permettrait de mettre à l'épreuve cette théorie ; les variations présentent un terme qui ne dépend pas du temps local mais du temps du méridien qui contient les méridiens géographique et magnétique, et ce terme a une plus grande importance à l'équateur et au moment de l'équinoxe. Une étude des effets de la lune peut aussi conduire à d'intéressantes conclusions, car ils doivent s'expliquer par quelque effet de marée.

La valeur de la conductibilité nécessaire pour expliquer la variation diurne dépend de l'épaisseur des couches qui sont le siège des courants. Si e est l'épaisseur et ε la conductibilité de la couche, si l'amplitude de l'oscillation des couches élevées est supposée du même ordre que celle qu'on déduit de la variation barométrique, on trouve que $\varepsilon e = 3 \times 10^{-6}$. Si e est de 500 kilomètres, la conductibilité serait de 10^{-15}, alors que la conductibilité de l'air à la surface de la terre dans les conditions normales est de l'ordre de 10^{-24} ; à une hauteur où la pression est réduite à une par centimètre carré, la conductibilité serait de 10^{-18}, en supposant que le coefficient de recombinaison est indépendant de la température et que la production d'ions reste la même. Ce calcul est basé sur l'hypothèse que les ions transportant le courant sont identiques à ceux que l'on observe aux pressions élevées, alors qu'il est possible que leurs mobilités soient beaucoup plus grandes. Mais, en faisant intervenir toutes ces possibilités, on est conduit à cette conclusion qu'il doit exister un agent ionisant puissant qui donne une conductibilité élevée aux couches supérieures de l'atmosphère. M. Moulin.

Remarques sur le rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques. — Cirera et **Balcelli** (*C. R. Acad. des Sciences*, **145**-862-1907). — Y a-t-il une relation absolue entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques terrestres? Les faits observés pendant les six mois avril-septembre, outre ceux observés précédemment en janvier, février, mars 1907[1], semblent le prouver. Voici en effet les observations relevées par les auteurs au cours de ce semestre :

20 perturbations magnétiques importantes ont été enregistrées; 11 ont coïncidé avec le passage d'un groupe par le méridien dans la zone de l'hémisphère solaire tournée vers la Terre; 7 avec l'apparition d'un groupe au bord Est, et 2 avec un accroissement d'activité. Pendant la même période, toutes les autres perturbations secondaires ont également coïncidé avec l'apparition de centres d'activité plus ou moins importants, se manifestant par la présence de taches ou de *flocculi*. En outre, sur 55 jours de calme parfait, 54 coïncident avec l'absence complète des taches et flocculi observés pendant les perturbations.

En résumé, dans 178 cas de comparaison, pour un Soleil normal, la courbe magnétique a été également normale; et toujours aux fortes perturbations magnétiques, ont correspondu des troubles solaires. Il ne peut y avoir là une simple coïncidence de hasard, il serait donc à souhaiter, selon le vœu des auteurs, que ces recherches soient étendues, et rapprochées de l'étude des courants telluriques, ainsi que de l'électricité atmosphérique.

Terminons par les conclusions suivantes, que MM. Cirera et Balcelli tirent de l'ensemble de leurs observations :

1. *C. R.*, 6 mai 1907.

1. Il y a [illegible] un rapport de cause à effet [illegible] l'activité [illegible] perturbations magnétiques;

2. Cette [illegible] s'exerce ordinairement dans [illegible] serait à peu près radiale, [illegible] tangentielle; ce qui expliquerait les lois de Marchand et de Veeder;

3. [illegible] perturbatrice solaire se propage dans des directions qui forment un angle très ouvert avec la direction radiale, ce qui arriverait dans les grands sur- [illegible] taches solaires. — L. Mathou.

Sur l'ionisation des diélectriques liquides par les rayons du radium. — G. Jaffé (*Ann. d. Phys.* 25, 257, [illegible] 1908). — L'auteur a déjà étudié précédemment la conductibilité que prend l'éther de pétrole sous l'action des rayons du radium. Il a trouvé que le trait distinctif de cette conductibilité est le suivant. En présence du radium [illegible] un courant supplémentaire composé de deux termes, l'un qui reste constant à partir d'une valeur suffisamment élevée du voltage (courant de saturation), l'autre qui croît proportionnellement au voltage même aux champs [illegible] qu'on emploie de 900 à 6600 volts. On a

$$i = f + \alpha e \quad \text{[illegible]}$$

[illegible] α pour e supérieur à une certaine valeur.

En première approximation, les deux constantes f et α ont été trouvées proportionnelles à l'intensité du rayonnement et à la distance des plateaux.

Le présent travail a pour objet d'étendre à d'autres diélectriques liquides les résultats obtenus avec l'éther de pétrole. L'appareil employé est le même qui a servi dans les premières recherches, c'est un condensateur plan à anneau de garde entièrement noyé dans le liquide étudié et portant recevant sur sa face inférieure le rayonnement [illegible] ampoule à radium. Les mesures se font à l'électromètre Dolezalek au moyen d'un quartz piézoélectrique (méthode de Curie).

On a rencontré de grandes difficultés dans la préparation de diélectriques purs. Les liquides isolants du commerce présentent tous une conductibilité ohmique faible, qui diminue encore par distillation répétée et par « raffinage électrique » (action prolongée d'un champ intense). On a déterminé cette conductibilité limite, vérifié sa constance, et on a retranché le courant qui en dépend du courant total observé en présence du radium.

Les mesures qui ont été effectuées dans des conditions très variées de champ et de distance d'électrodes ont porté sur l'éther de pétrole, le tétrachlorure de carbone, le sulfure de carbone et le benzène. Tous ces corps obéissent à la loi

$$i = f(1 + \alpha e) \quad \text{[illegible]}$$

[illegible] le courant saturé f est elle-même fonction *linéaire* de la distance des électrodes [illegible] bien dans l'hypothèse où ce courant serait dû pour une part à la radiation très pénétrante provenant du radium, pour une autre part à un [illegible] absorbable excité à la [illegible].

Les résultats ont été vérifiés par une grande quantité de mesures de contrôle (condensateur placé verticalement, rayons γ perpendiculaires au champ, etc.). On a déterminé aussi dans l'appareil même la conductibilité de l'air sous [illegible] 4000 volts [illegible] conductibilité [illegible] proportionnalité entre le courant produit par le radium et la fraction du rayonnement β qui est arrêtée dans le diélectrique liquide. Cette proportionnalité s'est bien vérifiée, comme en fait foi le tableau suivant.

Substance	1	2	1/2
Éther de pétrole	0,105	0,681	1,51
Tétrachlorure de carbone . .	0,278	1,587	1,50
Sulfure de carbone	0,195	1,265	1,55
Benzène	0,178	0,881	1,57

M. Jaffé rapproche ce résultat des lois obtenues par Bragg dans l'étude de l'ionisation des gaz sous l'action des rayons α. Mais il observe qu'il serait inexact d'identifier les deux cas, les différences d'absorption étant beaucoup plus grandes que les différences d'ionisation. D'après lui, on est amené à admettre, soit que la dissociation d'une molécule en ions exige un travail variable d'un liquide isolant à l'autre, soit plutôt que les rayons primaires n'ont qu'un effet de déclenchement, l'ionisation étant due à proprement parler aux rayons secondaires qui les accompagnent.

Les résultats numériques sont en bon accord, comme ordre de grandeur, avec ceux qui ont été indiqués autrefois par Curie[1]. Il n'y a d'écart que dans l'ordre de succession de l'éther de pétrole et du tétrachlorure de carbone, et ces écarts peuvent sans doute s'expliquer par les différences de pureté des produits employés. La même cause rend compte également de la divergence qui subsiste entre les nombres de l'auteur et ceux de Righi.

M. Jaffé a esquissé une explication théorique des effets observés. D'après lui la faible conductibilité ohmique que présentent les diélectriques liquides même en l'absence du radium, et qui, chose remarquable, est parfois variable avec le sens du courant, tiendrait à une répartition d'équilibre des ions spontanément présents dans la masse liquide. Ces ions s'accumulent au voisinage des électrodes, et y créent des chutes de potentiel analogues à celles que produirait une polarisation. Quand le radium agit, il y a non seulement ionisation dans la masse, et par suite courant supplémentaire susceptible de saturation, mais changement dans la répartition des ions à l'état de régime, modification des couches doubles électriques, dépolarisation : c'est la cause de la diminution apparente de résistance, c'est-à-dire du courant ohmique supplémentaire. L'auteur insiste d'ailleurs sur ce qu'une pareille explication a encore d'hypothétique. Il fait allusion à la possibilité d'expliquer également les phénomènes par l'intervention simultanée d'ions ordinaires et de gros ions. — Léon Bloch.

Ionisation de l'air sur terre ferme et en mer. — D. Pacini (*Il Nuovo Cimento*, Janv., XV, 5, 1908, 1). — Mesures effectuées avec l'appareil d'Ebert : 1° à Rome ; 2° dans l'Apennin Central (2400 mètres) ; 3° dans le golfe de Gênes (en pleine mer). Comparaison des résultats entre eux et avec ceux des autres observateurs.

Léon Bloch.

Technique

Résistance électrique d'alliages très résistants aux températures très hautes et très basses. — Guido Niccolai (*Rend. Acc. Lincei*, 16 août 1907). — L'auteur a étudié l'argentan, le constantan, la manganine,

1. *C. R.*, 134, 420, 1902.

la nickéline, l'or à 18 carats et la rhéostatine entre — 189 degrés et + 1400 degrés. Les courbes de variation de la résistance avec la température sont toutes plus ou moins ascendantes, mais beaucoup moins accentuées que dans le cas des métaux purs. La manganine seule présente aux environs de 100 degrés un maximum très aplati. L'or présente au voisinage de 150 degrés un point d'inflexion. D'ailleurs les courbes sont très variables selon l'état d'écrouissage ou de recuit des métaux. On n'obtient de courbes stables qu'après un grand nombre de recuits successifs.

Léon Bloch.

Nouveau spectrophotomètre du type Hüfner. Robert A. Houstoun (*Phil. Mag.*, **15**-282-1908-A). Le spectrophotomètre Hufner est un spectroscope ordinaire devant la fente duquel on a placé un prisme de verre à base rhombe dont les arêtes sont perpendiculaires à la fente. Le champ de vision comporte alors deux plages séparées par une ligne très nette, et si l'on s'arrange de façon que ces deux plages reçoivent l'une la lumière naturelle, l'autre de la lumière polarisée rectilignement, l'égalité d'éclairement peut s'obtenir par la rotation d'un nicol oculaire. Les inconvénients de l'appareil sont la petitesse du champ du nicol et les effets de polarisation parasite dus aux prismes du spectroscope. M. Houstoun supprime ces inconvénients en remplaçant le rhombe de verre par un prisme de construction spéciale pouvant s'adapter à un spectroscope quelconque. Il s'est assuré que l'instrument ainsi modifié peut rendre d'excellents services en déterminant avec lui la courbe d'absorption de sulfate de cuivre par voie photographique et comparant les résultats à ceux que donnent les tables de Landolt.

Léon Bloch.

Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs. — M. André Cathiard. (*C. R. Académie des Sciences*, **146** 229 1908 A.) — L'auteur rappelle une note précédente[1] ayant pour but de montrer qu'au moyen d'une flamme il est possible de sélectionner les ondes de même sens d'un courant alternatif, l'électrode plongeant dans la flamme étant toujours cathode.

Comme complément à cette étude, l'auteur relate le fait que la caractéristique de ce phénomène est une désagrégation de cette cathode. Remarquons ici que dans tous les cas où l'on fait passer une décharge dans les gaz raréfiés, et même dans les lampes à arc du mercure, cette désagrégation de la cathode semble être une condition nécessaire de l'établissement du courant. Dans le cas présent, cette condition est donc due à un amorçage par l'action de la flamme.

Ces expériences sont particulièrement réalisables avec des électrodes de charbon compact, de forme cylindrique; les flammes employées ne contenant aucun corps solide en suspension.

L. Matout.

La formation de bulles gazeuses dans les parois de tubes à vide chauffés. — Robert Pohl (*Verh. der Deutschen Phys. Ges.*, **9**-506 1907). — En avril 1907, Campbell Swinton publia un travail dont il a été rendu compte ici sur l'occlusion des gaz résiduels par les parois des tubes à vide[2].

1° Lorsqu'on chauffe au chalumeau des morceaux de tubes à vide hors d'usage, le verre se trouble et la face interne présente des bulles de 10 μ de diamètre. M. Swinton attribue cette formation de bulles aux gaz occlus par les parois du tube et qui ont pénétré d'après ses mesures jusqu'à 0,12 millimètres de profondeur.

2° Si on pulvérise le verre dans une chambre vide en communication avec un tube de Geissler, le tube présente aussitôt les raies de l'hydrogène. M. Swinton en conclut que les bulles sont dues à l'hydrogène occlus par le verre.

3° Les mêmes phénomènes se produisent dans un tube rempli d'hélium où l'on a fait passer la décharge pendant un temps suffisant pour que 1 centimètre cube d'hélium sous la pression atmosphérique ait été absorbé par les parois. Il y a production de bulles par la chauffe et le tube de Geissler présente les raies de l'hélium après pulvérisation du verre. Swinton conclut de ces faits et de l'inertie chimique de l'hélium qu'il s'agit ici d'occlusion par le verre et non de combinaison chimique.

M. Pohl reprend les expériences de Swinton.

1° La formation des bulles dans la flamme du chalumeau cesse complètement si on a pris soin de dissoudre au préalable la couche d'aluminium apportée sur la paroi par pulvérisation de la cathode. Dans ses expériences sur l'hélium, il est vrai, Swinton avait nettoyé ses tubes à l'acide nitrique; mais son lavage n'était probablement pas assez énergique. La dissolution complète de l'aluminium pulvérisé est longue; il faut faire bouillir le verre avec de l'acide nitrique concentré ou de l'eau régale. La formation de bulles a lieu encore lorsqu'il reste des traces absolument invisibles de métal. Le phénomène est donc nettement lié à la présence d'une couche d'aluminium à la surface du verre et dû probablement aux réactions chimiques qui se produisent pendant l'oxydation de l'aluminium dans la flamme. M. Pohl donne une preuve qui semble concluante; les mêmes bulles se produisent si l'on met sur du verre ordinaire une couche mince d'aluminium et si l'on porte au rouge dans la flamme du chalumeau;

2° Si on prend du verre ordinaire et si on le pulvérise dans une chambre vide en communication avec un tube de Geissler, il se dégage de l'hydrogène comme pour le verre des tubes à vide. La deuxième expérience de Swinton ne nous renseigne donc en rien sur la nature des bulles;

3° Enfin le dégagement d'hélium, par pulvérisation dans le vide du verre d'un tube rempli d'hélium, ne se produit pas quand on a enlevé complètement la couche d'aluminium qui recouvre le verre. L'occlusion d'hélium par les parois est donc liée nettement à la présence du métal.

F. Bacle.

Recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux. — F. Bordas (*C. R. Acad. des Sciences*, **146**-628-1908). — Les méthodes généralement employées pour extraire les gaz de l'atmosphère ne sont pas applicables lorsqu'il s'agit de retrouver ces gaz dans des minerais qui ne contiennent que de très faibles quantités de gaz occlus ou combinés.

Il est nécessaire d'avoir une méthode qui permette de recueillir ces traces de gaz à l'abri de toutes causes d'erreur et éviter les transvasements; il faut pouvoir enfin déterminer facilement les caractères spectroscopiques des gaz à étudier.

L'auteur a été conduit à imaginer une technique spéciale afin de vérifier si les corindons naturels ne dégageaient pas de l'oxygène par exemple, sous l'influence de la chaleur, soit avant ou après avoir été soumis à l'action du bromure de radium.

L'auteur a à cet effet employé l'appareil qu'il a décrit avec M. d'Arsonval[1], pour faire le vide à l'aide de l'air liquide; il y ajouté, comme le montre la figure, un tube

1. *C. R.*, **146** 20.
2. *Le Radium*, **4**-249-1907.

1. D'Arsonval et F. Bordas, *C. R.*, **142** 1058.

[illegible] à l'ap- [illegible] tube [illegible] à char- [illegible]

[illegible] Plucker et le [illegible] voies F. Toutes les [illegible] de caoutchouc.

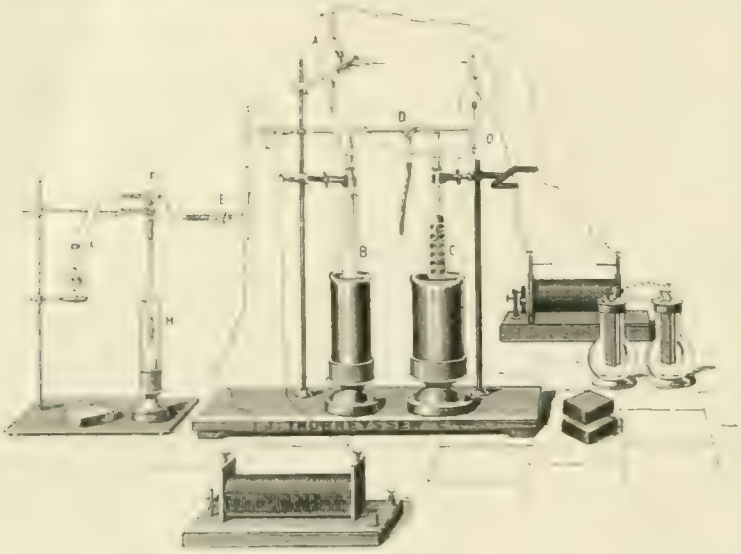


Fig. 1.

[illegible] est placé dans le tube de quartz, [illegible] ouverts, on fait le vide en utilisant [illegible] contenu dans le récipient C. La vapeur est totalement condensée dans le tube B.

[illegible] le vide de Crookes, ce qui s'obtient [illegible] le robinet L et l'on plonge [illegible] matras H dans de l'air liquide ; on fait alors passer [illegible] dans le tube de Plucker pour purger les électrodes en platine.

[illegible] avait pris la précaution de plon- [illegible] dans de la glace fondante, [illegible] 100 et enfin dans un bain d'alliage maintenu à 300°. Il pouvait être intéressant de constater [illegible] à ces différentes températures.

[illegible] le matras H à l'aide du robinet à trois voies F [illegible] dans le tube [illegible] spectroscope. On obtient [illegible] qu'on sépare par une sorte de fractionnement en les faisant absorber par le matras à charbon H.

L'auteur a observé que, d'une façon générale, les gaz tels [illegible] absorbés avec la [illegible] pour l'habitude, suivre cette [illegible] de contact du charbon avec l'air liquide, soit en isolant le tube de Plucker.

[illegible] le moins [illegible] bable des gaz ci-dessus mentionnés ; il demeure le dernier [illegible]

[illegible]

Nouvel actinomètre. — **W. A. Michelson** (*Phys. [illegible]*, 8, 18, 1907, A). — Le but poursuivi est de remplacer, pour la mesure du rayonnement solaire, le pyrhéliomètre à compensation d'Angstrom par un appareil d'un maniement plus facile, ne nécessitant aucun réglage, et pouvant donner par lecture directe la valeur du rayonnement solaire à un instant donné.

Les premiers essais ont été faits au moyen d'un appareil dont la partie sensible est une lame mince de mica platinée sur les deux faces. Si cette lame est exposée normalement au rayonnement solaire, un raisonnement simple montre que le flux d'énergie traversant la lame est sensiblement la moitié du flux incident, ce dernier est donc proportionnel à la différence de température entre les deux faces de la lame, différence qu'on mesure indirectement en observant au moyen d'un microscope la courbure que prend la lame exposée au soleil.

La comparaison des lectures fournies par l'appareil avec les indications simultanées du pyrhéliomètre d'Angstrom a donné, au moins pour l'un des appareils nouveaux, un facteur de réduction d'une constance convenable. Mais la difficulté qu'il y a à trouver une lame de mica assez homogène pour répondre aux besoins de la méthode a conduit M. Michelson à remplacer la lame de mica par une lamelle bimétallique (platine, cuivre) qui fonctionne d'une manière plus régulière.

M. Michelson établit les conditions de sensibilité maximum de la lamelle, et calcule des limites supérieures des corrections. Les quelques mesures déjà faites laissent espérer que le nouvel actinomètre pourra être comparé au pyrhéliomètre d'Angstrom au moyen d'un facteur de réduction *constant*. Il offre sur celui-ci l'avantage d'un maniement facile et d'une inertie thermique très faible.

Léon Bloch.

Contribution à l'étude du rayonnement calorifique solaire. — **MM. C. Féry et G. Millochau.** (*C. R. Académie des Sciences*, **146**, 252, 1908, A). — Cette note, qui est la suite des intéressants travaux entrepris par les auteurs[1] dans le but de déterminer la température du noyau solaire, contient les nouveaux résultats obtenus en 1907 au Mont-Blanc avec le télescope pyrhéliométrique parallèlement avec le nouvel actinomètre Féry. Ces appareils étant étalonnés avec un four électrique spécial.

Sans entrer dans les détails expérimentaux auxquels les soins apportés donnent toute garantie de précision, nous abordons les résultats qui sont les suivants :

Les mesures faites en 1907, en tenant compte de l'absorption due à l'atmosphère solaire évaluée à 40 pour 100 indiquent 6042° pour température du noyau. Celles de 1906, en tenant également compte de l'absorption évaluée à 57 pour 100 avaient donné 6152°.

Cette différence semble trop faible aux auteurs pour leur permettre d'en tirer des conclusions. L. Matout.

Contribution à l'étude de la formation de certaines pierres précieuses de la famille des Aluminides. — **M. F. Bordas** (*C. R. Acad. des Sc.* **146**-21-1908, A). — Nous n'insisterons pas sur le commencement de cette note, où l'auteur cherche à élucider quelques faits sur lesquels il a déjà été publié un grand nombre de travaux généraux.

Dans l'une de ses expériences, l'auteur soumet les corin-

1. *Le Radium*, **3** [illegible] 4 179.

dons à l'action des rayons cathodiques. D'après l'auteur ces rayons sont sans action colorante sur les corindons. Il est bon de noter que la durée de l'expérience n'est pas indiquée.

En outre, cela veut-il dire que les rayons cathodiques étant sans action, les rayons β doivent l'être ? Si c'est une comparaison elle est illogique ; personne en effet, ne songera à attribuer de prime abord à des rayons infra-rouges une propriété parce qu'elle se sera manifestée avec les rayons ultra-violets (analogues aux premiers).

Nous croyons donc devoir laisser au lecteur le soin de tirer de ces recherches des conclusions personnelles, et s'il se présente ultérieurement une suite aux recherches de l'auteur sur ce sujet, nous n'y reviendrons que s'il s'y présente quelque résultat nouveau. L. Marout.

Sensibilité du sélénium à la lumière. — **Ch. Ries** (*Phys. Zeitsch.*, 9, 164, 1908). — L'auteur rappelle quelques résultats donnés par lui dans sa dissertation de doctorat (Erlangen, 1902) et les complète par des expériences nouvelles. En ce qui concerne les éléments au sélénium, il conclut que la façon la plus efficace d'obtenir des éléments sensibles est de préparer d'abord le sélénium à l'état amorphe, puis de le faire recristalliser par la chaleur ; il faut pour cela le chauffer lentement jusqu'à 195 degrés, le maintenir 1/2 heure à cette température, puis le refroidir rapidement. En ce qui concerne les piles liquides à sélénium, le courant photoélectrique va toujours de l'électrode non éclairée à l'électrode éclairée. La polarisation est tantôt favorable, tantôt contraire à la sensibilité photoélectrique. Elle influe sur l'intensité, mais non sur le sens du courant photoélectrique.

Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Theorie der Elecktricitat (III et IV, t. I), par **MM. Abraham** et **A. Foppl**, chez G. Teubner (Leipzig), 1907.

Theorie der Elektricitat, t. II, par **M. Abraham**. (Théorie électromagnétique du rayonnement) chez G. Teubner (Leipzig), 1905.

L'ouvrage de M. Abraham est l'exposé complet des idées modernes sur la théorie des électrons.

Le premier volume, auquel a collaboré M. Foppl, et qui vient d'atteindre sa 5e édition, est un excellent exposé de la théorie classique de l'électricité et du magnétisme. Il se distingue des traités usuels sur la matière, par exemple du remarquable ouvrage de Drude sur la *Physique de l'éther*, en ce qu'il y est fait usage d'une façon systématique de la *notation vectorielle*. Cette notation, peu répandue en France, et à laquelle il est facile de s'habituer, permet de simplifier et d'abréger considérablement les formules. Grâce à elle on peut résumer d'une manière particulièrement succincte les équations fondamentales de l'électrodynamique. Une table, placée à la fin de l'ouvrage, permet d'ailleurs de retrouver toujours aisément les formules usuelles du calcul vectoriel.

Le second volume est de beaucoup le plus original et le plus intéressant des deux. Il nous a frappé par sa clarté et par le caractère systématique de l'exposition. La théorie du rayonnement électronique, la dynamique de l'électron proprement dite, sont traitées de main de maître par un de ceux qui y ont le plus contribué par leurs recherches personnelles. Ces théories, sur lesquelles il n'existe encore en France aucun livre d'ensemble, sont exposées avec un souci constant de souligner les conditions dans lesquelles elles sont valables. L'auteur a évité le défaut d'être trop concis dans un sujet neuf et difficile où le lecteur aime à voir tout expliqué. Il est particulièrement clair dans la question délicate des différenciations par rapport au temps local (p. 95, 94), dans l'étude de l'oscillation hertzien (p. 60 et suivantes), de la réaction du champ sur l'électron (p. 119-136). S'il y a un passage un peu moins rigoureux à notre avis, c'est celui où l'auteur pose (p. 98) la *force électrodynamique élémentaire*. Mais l'intérêt véritable du volume est dans le chapitre détaillé consacré à la dynamique de l'électron et à la déduction de la masse électromagnétique (p. 156-250). Ici on ne peut qu'admirer la netteté et la solidité avec laquelle M. Abraham développe la théorie qui lui est personnelle et qui joue un rôle si important dans l'interprétation des expériences de Kaufmann. L'ouvrage se termine par deux chapitres intéressant sur l'électrodynamique des corps pondérables et l'optique des systèmes en mouvement. **Léon Bloch.**

Cours d'électricité par **H. Pellat**, trois volumes de 25 × 16.

Tome I : Électrostatique. Lois d'Ohm. Thermoélectricité (529 pages), 1901.

Tome II : Électrodynamique. Magnétisme. Induction. Mesures électromagnétiques (544 pages), 1905.

Tome III : Électrolyse-Électrocapillarité. Ions gazeux (290 pages), Gauthier-Villars, édit., Paris, 1908.

Cet ouvrage est un cours complet d'électricité, divisé en trois parties : la première comprend l'électrostatique, les lois d'ohm et la thermo-électricité ; la deuxième, l'électrodynamique, le magnétisme et l'induction ; la troisième, l'électrolyse, l'électrocapillarité et les questions qui s'y rattachent. Il a pour but de montrer comment on peut établir solidement les lois fondamentales d'une des plus belles parties de la Science et d'en tirer les principales conséquences. L'auteur n'a eu garde d'omettre les applications les plus importantes, surtout celles qui s'appuient sur des découvertes récentes, mais il n'a pu entrer dans de grands détails à ce sujet ; ces applications font du reste l'objet de nombreux ouvrages spéciaux.

Pour faciliter l'étude de l'électricité à un plus grand nombre de personnes, M. Pellat a cherché les démonstrations qui lui paraissent les plus simples ; elles n'exigent presque toujours que les principes élémentaires du calcul infinitésimal.

Bien souvent l'auteur s'est écarté de la marche habituellement suivie ; en particulier, l'électrostatique a été exposée d'après la méthode entièrement nouvelle qu'il a indiquée dans son Mémoire sur *l'électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb* (voir, pour les inconvénients de la marche habituelle, l'introduction et le chapitre X). Contrairement à l'usage, il a placé l'électrodynamique avant le magnétisme ; il a pu mieux montrer ainsi sous son véritable jour la notion de magnétisme, qui n'est qu'un intermédiaire mathématique très commode, mais qui n'a aucune réalité physique.

La première partie de cet ouvrage est la reproduction du cours qu'il a fait à la Sorbonne en 1898-1899. La deuxième, celle du cours qu'il a fait en 1899-1900 ; quant à la troisième, elle correspond au cours fait en 1907. Outre les lois de l'électrolyse et les questions connexes (polarisation des électrodes, électrocapillarité, etc.), elle contient, dans un dernier chapitre, un exposé de la question des ions gazeux et des électrons, qui joue un si grand rôle dans la science aujourd'hui. L'auteur a pensé qu'il était utile de rappro-

[illegible] pour [illegible].

Les découvertes modernes en physique. Leur théorie et leur rôle dans l'hypothèse de la constitution de la matière par **O. Mainville** [illegible].

Préface. — [illegible] de la conférence de [illegible] de M. Righi, il manquait, en France, un livre d'ensemble sur ce sujet. L'auteur s'est proposé de combler cette lacune et de coordonner entre [illegible] qui ont amené à l'hypothèse de la constitution de la matière, « sans penser que ce livre pourrait faire accepter comme certaine l'hypothèse d'une constitution électrique de la matière. Mais l'auteur a pensé qu'indiquer à ceux qui les ignorent les raisons qui ont conduit les physiciens à les formuler et fournir à ceux qui, *a priori*, n'en sont pas partisans, des objections pour la combattre, c'était faire œuvre utile et préparer à la science quelque profit certain ».

Chap. I. — La décharge électrique à travers les liquides (Théories de Clausius, Arrhénius, facteurs de transport d'Hittorff).

Chap. II. — Décharge à travers les gaz (Étincelle, aigrette, rayons cathodiques, $\frac{e}{m}$, vitesse, rayons Lénard).

Chap. III. — L'ionisation des gaz (Rayons cathodiques, rayons X, flammes, fils chauds, lumière ultraviolette). Dans ce chapitre l'auteur semble s'être borné plutôt à exposer d'une manière très sommaire les résultats expérimentaux que de décrire les expériences qui ont conduit à les obtenir. Cependant ces dernières me semblent suffisamment importantes pour qu'on puisse y insister davantage. Dans ce chapitre il s'est glissé un certain nombre d'interprétations erronées qui sont très regrettables dans un ouvrage de cette nature.

Chap. IV. — L'électron. Détermination de la charge atomique. Une grande partie de ce chapitre a été empruntée à la conférence de Sir O. Lodge. L'auteur calcule ensuite la masse de l'ion dans un gaz en divisant la charge atomique par $1,5.10^{10}$, valeur de $\frac{e}{m}$ en unités statiques de [illegible] dans les gaz ionisés. On ne comprend pas comment l'auteur a obtenu le nombre $1,5\ 10^{10}$ qu'il emploie dans son calcul. Cette valeur conduit d'ailleurs à un ion qui a la masse de l'atome d'hydrogène, alors qu'il est vraisemblable que les ions ont environ leur signe un diamètre égal à 2 ou 3 fois le diamètre d'une molécule du gaz dans lequel ils ont pris naissance.

L'auteur ne parle pas de la diffusion des ions. La diffusion a pourtant une importance capitale puisque la simple comparaison du coefficient de diffusion et de la mobilité a [illegible] M. [illegible] de démontrer que la charge de l'ion gazeux est la même que celle de l'ion monovalent en électrolyse et, par suite, de calculer la masse de l'électron et aussi le nombre de molécules contenues dans l'unité de [illegible].

Chap. V et VI. — [illegible] radioactifs. Historique de leur découverte et quelques mots sur la théorie de la [illegible]. L'exposition de ce chapitre laisse [illegible].

Chap. VII. — La théorie électronique de la matière.

[illegible] l'auteur est qu'il ne fait aucune distinction entre le corpuscule et l'ion dans le gaz. Il indique seulement à la fin du chapitre IV l'hypothèse que la radiation dissocie les molécules d'un gaz en deux parties : un ion négatif très petit et un ion positif beaucoup plus gros, le reste de la molécule, ces ions pouvant se recombiner ou « grouper autour d'eux par attraction électrostatique des molécules neutres en donnant naissance à de gros ions de faible mobilité », ce qui n'est pas tout à fait exact; et presque à la fin de l'ouvrage : « un atome privé d'un ou plusieurs *électrons négatifs* deviendrait ainsi un *ion positif*, tandis que l'union d'un ou plusieurs *électrons négatifs* à un atome neutre donnerait naissance à un *ion négatif* », ce qui n'est pas tout à fait exact non plus. **M. Moulin.**

Condensation of vapor as induced by nuclei and ions, par **C. Barus**. Publié par la Carnegie Institution, Washington, 1907.

Dans cette monographie, l'auteur, dont les travaux sur les centres de condensation sont bien connus, décrit un certain nombre de recherches effectuées avec l'appareil qu'il a imaginé. L'appareil a permis d'étudier l'accroissement des noyaux persistants, la production de noyau par évaporation de l'eau, les phénomènes qui résultent de l'action des rayons X et du radium, quand ces rayons viennent frapper la chambre de condensation de l'appareil.

L'auteur a également étudié simultanément les variations de l'ionisation et de la teneur en noyaux dans l'atmosphère de Providence.

Jahrbuch fur Photographie und Reproduktionstechnik 1907, publié sous la direction de **J. M. Eder**. Halle-Wilhelm Knapp 1907.

Depuis 21 ans le professeur Eder, de Vienne, publie chaque année un volume destiné à rendre compte des progrès des sciences photographiques et qui doit être lu par quiconque veut se tenir au courant. Le Jahrbuch de 1907 est un volume de plus de 700 pages qui contient une série d'articles originaux (257 pages), entre autres sur la structure écumeuse de la matière par le professeur Quincke, sur la théorie des couleurs de Hering par le professeur Pfaundler, sur l'insolubilisation de la gélatine par A. et L. Lumière et A. Seyewetz, sur la détermination des éclairements dans la photographie trichrome par le professeur Aarland, sur l'affaiblissement par le permanganate de potassium et l'alun par le professeur Namias de Milan, etc.

Le reste de l'ouvrage est consacré à une revue annuelle des progrès des techniques photographiques (objectifs, appareils, téléphotographie, microphotographie, photographie des couleurs, développement, reproduction, radiographie, phosphorescence, etc.), à un catalogue des brevets allemands et autrichiens, enfin à une revue bibliographique. **E. Bauer.**

Traité théorique et pratique de chimie photographique, par **R. Namias**. 5e édition italienne (traduction allemande : Wilhelm Knapp Halle, 1907).

Ce traité, très élémentaire et très documenté à la fois, peut être recommandé à tous les photographes qui veulent se rendre compte de ce qu'ils font. Ils pourront y étudier les théories sur l'action chimique de la lumière, les images latentes, le développement, etc., et en même temps ils y trouveront des renseignements pratiques sur l'éclairage, le temps de pose, les émulsions, le développement (révélateurs, formules des bains, etc.), le fixage, la photographie orthochromatique, etc., etc. **E. Bauer.**

Le Gérant : [illegible]. — (4164) — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THEORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 4. — Avril 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Contribution à l'étude du rayonnement du polonium (Ch. Lutes) 97
Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique (H. Dadourian) 102
Sur le poids atomique du radium (H. Wilde) 107
Sur la décomposition des radiums B et C à haute température (H. Willy Schmidt) 107
Sur l'activation de l'électrode centrale d'un condensateur cylindrique renfermant de l'émanation du radium (H. W. Schmidt) 108
Les rayons X ont-ils une action sur les corps radioactifs ? (MM. C.-E. Guye, A. Schidlof et M. Kerneaum) . . . 109
Sur la présence du thorium dans le sol à Rome (G. A. Blanc) 109
Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux (R. J. Strutt) 109
Radioactivité des sources de Kissingen (F. Jentzsch) 110
Sur la radioactivité des eaux de Lavey-les-Bains (L. Sarasin, C.-E. Guye et J. Michelle) 110
Radioactivité induite de l'atmosphère dans le golfe de Gênes (D. Pacini) 110
Recherches sur la radioactivité induite dans l'atmosphère (H. Gerdien) 110
Le rayonnement très pénétrant (W. W. Strong) 110
L'effet des substances radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures d'électricité atmosphérique (Karl Kurz) 111

Électronique

Sur le nombre des corpuscules dans l'atome (J. Bosler) 106
La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques (G. A. Schott) 111
L'évolution et la dévolution des éléments (A. C. et A. E. Jessup) 111
Phénomène de Zeemann sur les raies du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium (Burton Evans Moore) 112
Phénomène de Zeeman pour les raies de l'hélium (M. Lohmann) 112
Sur les spectres d'émission des fluorines (Henri Becquerel) 112
Sur l'existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium (R. W. Wood) 113
Dispersion rotatoire magnétique anomale du néodyme (R. W. Wood) 114
Remarques sur des expériences récentes de magnéto-optique (W. Voigt) 114
Champs magnétiques atomiques et séries spectrales (W. Ritz) 114
Sur les diélectriques liquides (Louis Malclès) 115
Sur la cohésion diélectrique de l'hélium (E. Bouty) . . . 115
Emission des séries principales et effet Doppler des métaux alcalins pour les rayons canaux et anodiques (C. Fredenhagen) 115
Expériences sur un nouvel espace obscur dans l'hélium et l'hydrogène (F. W. Aston) 116
La décharge électrique dans les gaz monoatomiques (F. Soddy et Th. Mackenzie) 117
Réflexion et absorption des rayons β (H. W. Schmidt) . . 118
Chutes de potentiel cathodiques et spectres de quelques gaz composés (G. Gehrcke) 119
Sur la fatigue des métaux soumis aux rayons du radium (J. A. Geowther) 119

Radiations

Diffusion des rayons X (Charles G. Barkla) 120
Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière (Charles V. Drysdale) 120
Nouvelle propriété optique biréfringence magnétique, de certains liquides organiques non colloïdaux (A. Cotton et H. Mouton) 120
Sur la biréfringence magnétique des liquides organiques (A. Cotton, H. Mouton et P. Weiss) 120
Interférences de lames planparallèles dans le spectre continu (E. Gehrcke et O. Reichenheim) 121

Phosphorescence

Sur la nature de quelques éléments et méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes (M. G. Urbain) 121
Changements de couleur du sulfure de calcium sous l'action de la lumière (M. José Rodriguez Mollello) 121

Ionisation

Conditions agissant sur la décharge des électrodes dans les phénomènes d'ionisation (J. G. Davidson) 121
Flamme de paraffine et flamme de phosphore dans le champ électrique (Russ) 122

Émission de [illegible] par les métaux incandescents [illegible] F. Deininger . . 122
Changements [illegible] des piles photo-électriques (H. Dember) . . 122
La [illegible] magnétisme terrestre (Arthur Schuster) . . 123
[illegible] l'activité solaire et les [illegible] MM. Cirera et Balcelli . . 123
Sur [illegible] liquides par les rayons [illegible] . . 124
Ionisation [illegible] D. Pacini . . 124

Technique.

Résistance électrique d'alliages très résistants aux températures très hautes et très basses (Guido Niccolai) . . 124
Nouveau spectrophotomètre du type Hüfner (Robert A. [illegible]) . . 125
Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs (André Cathiard) . . 125
La formation de bulles gazeuses dans les parois de tubes à vide chauffés (Robert Pohl) . . 125
Recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux (F. Bordas) . . 125
Nouvel actinomètre (W.-A. Michelson) . . 126
Contribution à l'étude du rayonnement calorifique solaire (C. Féry et G. Millochau) . . 126
Contribution à l'étude de la formation de certaines pierres précieuses de la famille des Aluminides (F. Bordas) . . 126
Sensibilité du sélénium à la lumière (Ch. Riess) . . 127

REVUE DES LIVRES

Théorie der Elektricität (M. Abraham et A. Foppl) . . 127
Théorie der Elektricität (M. Abraham) . . 127
Cours d'électricité (H. Pellat) . . 127
Les découvertes modernes en physique. Leur théorie et leur rôle dans l'hypothèse de la constitution de la matière (O. Mainville) . . 128
Condensation of vapor as induced by nuclei and ions (C. Barus) . . 128
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik 1907 (J. M. Eder) . . 128
Traité théorique et pratique de chimie photographique (R. Namias) . . 128

Sommaire par noms d'auteurs

Abraham (M.) :
Théorie der Elektricität . . 127
Abraham (M.) et Foppl (A.) :
Théorie der Elektricität . . 127
Aston (F. W.) :
Expériences sur nouvel espace obscur dans l'hélium et l'hydrogène . . 116
[illegible] :
[illegible] X . . 120
Barus (C.) :
Condensation of vapor as induced by nuclei and ions . . 128
Becquerel (Henri) :
Sur les spectres d'émission des fluorines . . 112
[illegible] :
[illegible] . . 109
[illegible] :
Recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux . . 125
Contribution à l'étude de la formation de certaines pierres précieuses de la famille des Aluminides . . 126
Bosler (J.) :
Sur le nombre des corpuscules dans l'atome. . . 106
Bouty (E.) :
Sur la cohésion diélectrique de l'hélium . . 115
Burton Evans Moore :
Phénomène de Zeeman sur les raies du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium . . 112
Cathiard (André) :
Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs . . 125
Cirera et Balcelli :
Remarques sur le rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques . . 125
Cotton (A.), Mouton (H.) et Weiss (P.) :
Sur la biréfringence magnétique des liquides organiques . . 120
Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux . . 120
Crowther (J. A.) :
Sur la fatigue des métaux soumis aux rayons du radium . . 119
Dadourian (H.) :
Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique . . 102
Davidson (J. G.) :
Conditions agissant sur la décharge des électrodes dans les phénomènes d'ionisation . . 121
Deininger (F.) :
Émission de corpuscules négatifs par les métaux incandescents et la chaux incandescente . . 122
Dember (H.) :
Changements de sensibilité des piles photo-électriques. . 122
Drysdale (Charles V.) :
Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière . . 1[illegible]0
Eder (J. M.) :
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik 1907 . . 128
Féry (C.) et Millochau (G.) :
Contribution à l'étude du rayonnement calorifique solaire . . 126
Fredenhagen (C.) :
Émissions des séries principales et effet Doppler des métaux alcalins pour les rayons canaux et anodiques . . 115
Gehlhoff (G.) :
Chutes de potentiel cathodiques et spectres de quelques gaz composés . . 119
Gehrcke (E.) et Reichenheim (O.) :
Interférences de lames planparallèles dans le spectre continu . . 121
Gerdien (H.) :
Recherches sur la radioactivité induite dans l'atmosphère . . 110
Guido Niccolai :
Résistance électrique d'alliages très résistants aux températures très hautes et très basses . . 124
Guye (C.-E.), Schidlof (A.) et Kernbaum (M.) :
Les rayons X ont-ils une action sur les corps radioactifs . . 109
Houston (Robert A.) :
Nouveau spectrophotomètre du type Hüfner . . 125
Jaffé (G.) :
Sur l'ionisation des diélectriques liquides par les rayons du radium . . 124
Jentzsch (F.) :
Radioactivité des sources de Kissingen . . 110
Jessup (A. C.) et A. E. :
L'évolution et la dévolution des éléments . . 111

KURZ (KARL)
L'effet des substances radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures d'électricité atmosphérique 111

LATTÈS (CH.) :
Contribution à l'étude du rayonnement du polonium 97

LOHMANN (M.) :
Phénomène de Zeeman pour les raies de l'hélium. 112

MAINVILLE (O.) :
Les découvertes modernes en physique. Leur théorie et leur rôle dans l'hypothèse de la constitution de la matière 128

MALLÉES (LOUIS) :
Sur les diélectriques liquides 115

MICHELSON (W.-A.)
Nouvel actinomètre. . 126

NAMIAS (R.)
Traité théorique et pratique de chimie photographique 128

PAGINI (D.) :
Radioactivité induite de l'atmosphère dans le golfe de Gênes 110
Ionisation de l'air sur terre ferme et en mer. . . . 124

PELLAT (H.) :
Cours d'électricité 127

POHL (ROBERT) :
La formation de bulles gazeuses dans les parois de tubes à vide chauffés. 125

RIES (CH.)
Sensibilité du sélénium à la lumière 127

RITZ (W.) :
Champs magnétiques atomiques et séries spectrales . 114

RODRIGUEZ MOURELO (M. JOSÉ) :
Changements de couleur du sulfure de calcium sous l'action de la lumière . . . 121

RUSS :
Flamme de paraffine et flamme de phosphore dans le champ électrique. 122

SARAZIN (ED.), GUYE (C.-E.) et MICHELI (J.) :
Sur la radioactivité des eaux de Lavey-les-Bains. 110

SCHMIDT (H. WILLY) :
Sur la décomposition des radiums B et C à haute température. 107
Sur l'activation de l'électrode centrale d'un condensateur cylindrique renfermant de l'émanation du radium 108
Réflexion et absorption des rayons β 118

SCHOTT (G. A.) :
La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques. 111

SCHUSTER (ARTHUR)
La variation diurne du magnétisme terrestre. . . . 125

SODDY (F.) et MACKENZIE (TH.)
La décharge électrique dans les gaz monoatomiques 117

STRONG (W. W.)
Le rayonnement très pénétrant 110

STRUTT (R. J.) :
Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux 109

URBAIN (G.)
Sur la nature de quelques éléments et méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes 121

VOIGT (W.)
Remarques sur des expériences récentes de magnéto-optique . 114

WILDE (H.) :
Sur le poids atomique du radium 107

WOOD (R. W.) :
Sur l'existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium 115
Dispersion rotatoire magnétique anomale du néodyme. 114

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Untersuchungen über die atmosphärischen radioaktiven Induktionen. — H. GERDIEN (*Königlichen Gesellsch. zu Göttingen*, 1907).

Meteorologische Optik. — J. M. PERNTER (W. Braumüller, éditeur, Vienne).

Modern Electrical Theory. — N. R. CAMPBELL (Cambridge, *The University Press*).

Variations de longue durée de divers phénomènes atmosphériques — H. ARCTOWSKI (Extr. du n° 11, 1907, du *Bul. de la Soc. Belge d'astronomie*, Bruxelles).

Notices

Becker et Co (Londres). — Gabarits transparents pour la chimie. Nouveaux appareils à ligner. Matériel pour laboratoires de physique et de chimie.

Polyphos (Munich). — Bobines d'induction spéciales pour le fonctionnement des tubes de Crookes.

SOMMAIRE DU N° DE MARS 1908

Mémoires originaux

William Duane. — Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium.

Jacques Danne. — Sur les courbes de radioactivité induite obtenues par MM. Sarazin et Tommasina.

J.-A. Crowther. — Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière.

A. Dufour. — Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression.

Mémoires traduits

P. Zeeman. — Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Technique.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

13, rue Vignon PARIS

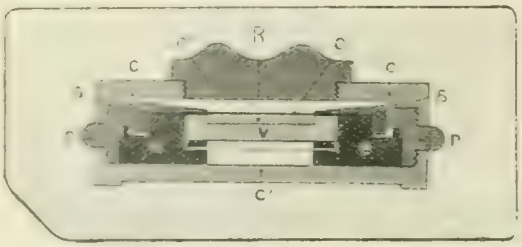
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

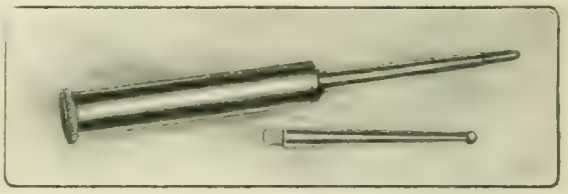
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL A TUBE MINCE DE VERRE A FOYER.

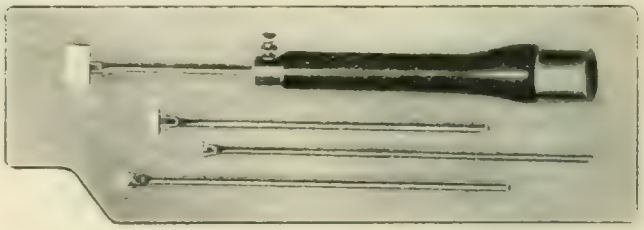
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en [illegible] de mica ou d'ébonite. [illegible] est [illegible] dans une forte [illegible] protectrice en [illegible].

Employé pour les usages médicaux et les recherches [illegible].



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHERIQUE

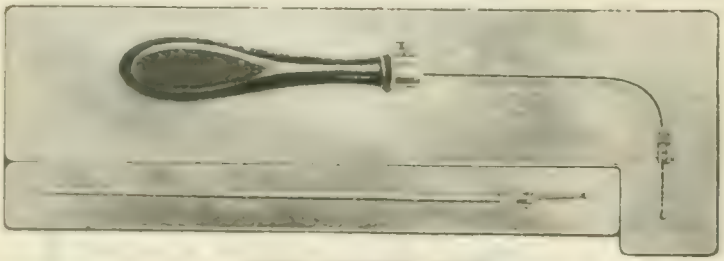
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULE

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL [illegible] ARTICULE

Même dispositif que [illegible] la tige [illegible] sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les [illegible].

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Applications de la théorie cinétique des métaux

Par G. REBOUL

(Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de M. Lippmann).

I. — *Introduction.*

1. L'on sait comment l'unité de la matière à l'état corpusculaire amène à admettre, dans les métaux, l'existence de corpuscules négatifs, auxquels serait due la conductibilité électrique.

Dans tous les métaux il existerait des centres chargés négativement, provenant d'une dissociation moléculaire, et des centres positifs, résidus de cette dissociation quand une partie des centres négatifs a abandonné la molécule.

Les centres négatifs, relativement petits par rapport aux positifs, peuvent en majeure partie se mouvoir librement dans le métal avec une très grande vitesse, alors que les centres positifs, beaucoup plus gros, sont très peu mobiles et semblent osciller autour de positions fixes. En somme, un métal aurait une structure spongieuse, formée de molécules et d'ions positifs fixes, au travers desquels les corpuscules négatifs, en état perpétuel d'agitation, se déplacent comme les molécules de la théorie cinétique des gaz.

L'application aux électrons des raisonnements de la théorie cinétique des gaz, développée par le professeur Drude et par J.-J. Thomson, les a conduits à des résultats parfaitement concordants avec l'expérience.

Les corpuscules étant mobiles se déplaceront sous l'action d'un champ électrique, d'où la conductibilité métallique; leur concentration, suivant la nature du conducteur, explique l'existence de différences de potentiel au contact et les phénomènes qui en découlent.

Les chocs répétés de ces corpuscules entre eux seront suivis d'action calorifique et expliqueront la propagation de la chaleur d'un point à l'autre du métal. La similitude d'origine entre les deux conductibilités thermique et électrique laisse prévoir l'existence entre elles d'un certain rapport; aussi la théorie permet-elle de retrouver la loi Wiedemann-Franz et d'expliquer les exceptions qu'elle présente.

Un champ magnétique produira une modification des trajectoires des corpuscules et diminuera leur libre parcours moyen; par suite, leur vitesse acquise sous l'influence d'une différence de potentiel sera amoindrie, d'où la variation de résistance électrique que présentent certains conducteurs, tels que le bismuth, quand on les place dans un champ magnétique.

L'action du champ magnétique, modifiant la distribution des électrons dans le métal, permet également d'expliquer les phénomènes galvano-magnétiques.

L'action de la température, produisant aussi une variation dans cette distribution, permettra l'explication des phénomènes thermo-électriques, etc.

2. L'hypothèse d'électrons mobiles et libres dans le métal suppose qu'il y a, à la surface de séparation du métal et du gaz, une différence de potentiel antagoniste s'opposant à la sortie des corpuscules négatifs : si cette différence de potentiel n'existait pas, rien ne s'opposerait à la sortie des électrons libres et mobiles; ils s'échapperaient du métal, comme le feraient les molécules du gaz d'un récipient dont les parois présenteraient des fuites. La sortie des électrons constituerait, d'ailleurs, autour du métal qui resterait positif, une atmosphère négative, et il se formerait une couche électrique double à la surface de séparation du métal et du gaz. Cette couche double aurait son feuillet positif sur le métal et son feuillet négatif dans le gaz.

Il est facile, par un raisonnement analogue à celui de Nernst pour les électrolytes, de trouver l'expression de la différence de potentiel résultant de cette couche double.

On trouve que cette différence de potentiel à la température T, a pour expression :

$$E = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{\mu} \operatorname{Log.} \frac{N}{N'}$$

μ étant la charge d'un électron, α la constante des gaz, N le nombre d'électrons libres dans 1 centimètre cube du métal, N' le nombre d'électrons dans 1 centimètre cube du milieu environnant le métal.

Nous admettons qu'il y a des électrons libres, non seulement dans le métal, mais même dans l'atmosphère gazeuse qui l'entoure. Nous verrons qu'étant donné le nombre excessivement petit de ces corpuscules libres (10^{-26} par centimètre cube) cette hypothèse n'a rien d'invraisemblable, et les gaz peuvent

être considérés comme des isolants parfaits. Ces électrons libres étant beaucoup plus petits que les molécules gazeuses pourront se mouvoir entre ces molécules, quoiqu'elles soient elles-mêmes en état perpétuel d'agitation.

La formule nous montre que, pour une température donnée, la différence de potentiel est seulement fonction du nombre des électrons libres dans les deux milieux; elle nous fait voir que, pour changer cette différence de potentiel, il sera nécessaire de faire varier la distribution des électrons des deux milieux; elle nous permettra, en outre, de retrouver immédiatement la formule que Richardson a trouvée pour la variation de l'émission des corpuscules négatifs en fonction de la température.

Pour établir la formule de Nernst l'on ne fait intervenir, en aucune façon, la constitution des couches de passage du métal au gaz; il n'y a donc aucune contradiction à supposer qu'à la surface de séparation des deux milieux il y a une couche double.

3. Nous allons essayer de préciser la nature et la constitution de cette couche double.

« La présence d'une couche double à la surface de séparation de deux milieux, dit J.-J. Thomson, suppose l'existence à la surface de chacun d'eux d'une couche de matière dont la nature n'est identique ni à celle de l'un, ni à celle de l'autre : elle implique aussi l'existence d'une certaine quantité d'une combinaison chimique procédant à la fois des deux corps, ou mieux des premiers stades d'une telle combinaison incomplète et inachevée, car toute combinaison chimique parfaite possède la neutralité électrique. »

Nous avons vu que la théorie électronique des métaux suppose qu'il y a autour des métaux une atmosphère de corpuscules négatifs. Il y aurait, en somme, à la surface de séparation du métal et du gaz, d'un côté des centres chargés positivement peu mobiles, de l'autre des centres négatifs en état perpétuel d'agitation.

Ces centres positifs et négatifs constamment agités s'entrechoqueront mutuellement comme le feraient les molécules de deux gaz différents qui seraient de part et d'autre de la surface. Des chocs mutuels de ces centres positifs et négatifs il résultera des centres neutres et mixtes, de même que les chocs mutuels des molécules de deux gaz il peut résulter des molécules mixtes d'un composé de ces deux gaz.

Ces centres neutres sépareront, en quelque sorte, les deux feuillets de la couche double; ils formeront ce composé chimique incomplet et procédant à la fois des deux corps dont parle J.-J. Thomson.

En somme, au point de vue statique et abstraction faite de l'agitation des centres, la couche double à la surface de séparation d'un métal et d'un gaz serait constituée d'une couche de centres positifs du côté du métal, d'une couche de centres négatifs du côté du gaz et entre les deux une couche de centres neutres.

En réalité, dans l'hypothèse cinétique, tous ces centres s'entrechoquent et de nouveaux centres neutres se forment alors que d'autres se dissocient. L'équilibre statique précédent correspond donc à un équilibre dynamique entre les centres chargés et les centres neutres, équilibre qui sera atteint quand la vitesse de formation des centres neutres sera égale à leur vitesse de décomposition.

4. Nous supposerons que cet équilibre est analogue à un équilibre chimique réversible, ce qui nous permettra de lui appliquer les raisonnements cinétiques ou thermodynamiques qu'on fait dans ce dernier cas.

La constitution précédente pour la couche double étant admise, il est facile de voir que toute modification de l'équilibre entre les centres chargés et les centres neutres de cette couche se traduira par une apparition de centres chargés dans le gaz et dans le métal.

Si, par exemple, la modification de l'équilibre se traduit par une dissociation des centres neutres, les

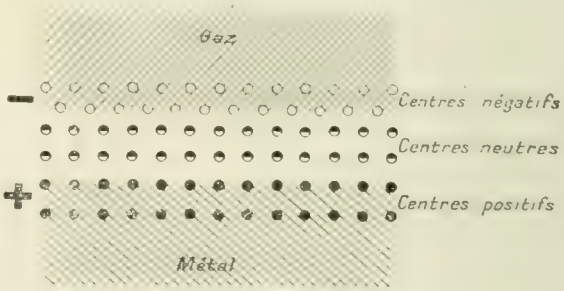


Fig. 1.

centres positifs et négatifs, produits de cette dissociation, se trouveront placés, comme l'étaient les centres neutres, dans un champ électrique très intense (environ 1 volt pour 10^{-5} cm); d'après l'orientation du champ les centres positifs seront projetés du côté du gaz, les centres négatifs du côté du métal; le gaz se chargera positivement, le métal négativement.

Si, au contraire, le déplacement de l'équilibre se traduit par une augmentation du nombre des centres neutres, les centres chargés qui ont servi à la formation de ces nouveaux centres neutres proviennent des couches des centres positifs et négatifs; la diminution du nombre de ces derniers centres amène une diminution de la différence de potentiel au contact métal-gaz. Or, comme c'est cette différence de potentiel qui empêche les électrons libres du métal d'abandonner ce dernier, si elle diminue, des corpuscules négatifs s'échapperont dans le gaz; le gaz se chargera négativement et le métal positivement.

Ce que nous venons de dire suppose que les centres neutres, résultant de l'association d'un centre positif et d'un centre négatif, peuvent se dissocier; cela ne sera plus vrai dans le cas contraire. Si, par exemple,

le gaz attaque le métal, les feuillets de la couche double ne seront plus séparés par les premiers stades d'une combinaison chimique incomplète et inachevée susceptible de se décomposer, mais par un composé chimique bien défini et neutre qui ne se dissociera pas et empêchera la combinaison des centres positifs et négatifs des feuillets; le phénomène sera arrêté ou du moins fortement atténué.

En résumé, s'il n'y a pas d'action chimique du gaz sur le métal, toute modification d'équilibre des centres qui forment la couche double se traduira dans l'espace environnant par une apparition de charges positives ou négatives. Or, la modification peut se faire, soit à température constante, par une modification de la surface (phénomènes électrocapillaires), soit en maintenant la surface constante, par une variation de température (phénomènes thermo-électriques).

II. — *Phénomènes électrocapillaires.*

1. Nous admettons que la couche double à la surface de séparation des deux milieux résulte d'un équilibre dynamique entre les centres chargés et les centres neutres, équilibre atteint quand le nombre des centres neutres qui se forment égalera celui de ceux qui se décomposent dans le même temps; nous pourrons appliquer intégralement les raisonnements thermodynamiques ou cinétiques qu'on applique à un équilibre chimique.

La température étant constante, quand l'équilibre a lieu, il y a entre les concentrations des centres, c'est-à-dire les nombres de ces centres par unité de volume, la relation de Guldberg et Waage :

$$C_1 C_2 = K\Gamma.$$

C_1, C_2, Γ concentration des centres positifs, négatifs et neutres;

k coefficient qui dépend uniquement de la température.

Bien entendu, la relation sera de cette forme si l'on admet qu'un centre neutre résulte de la combinaison d'un seul centre positif avec un seul centre négatif.

C_1, C_2 et Γ sont respectivement proportionnels à $\frac{n_1}{S}$, $\frac{n_2}{S}$ et $\frac{N}{S}$, S étant la surface du conducteur et n_1, n_2, N les nombres des centres positifs, négatifs et neutres qui constituent la couche double.

Si l'on suppose que l'épaisseur des différentes couches positive, négative et neutre reste constante, on pourra écrire :

$$(1) \quad n_1 n_2 = k' NS.$$

2. Expérience de l'entonnoir. — La formule (1) montre que, si S augmente et si cette augmentation est assez rapide pour qu'on puisse considérer n_1 et n_2 comme constants, l'augmentation de S entraîne la diminution de N, le nombre des centres neutres diminue, une partie d'entre eux se dissocient, des centres positifs sont projetés dans le gaz, des centres négatifs sur le métal.

Donc, si l'on fait écouler du mercure contenu dans un entonnoir, quand une goutte se forme, le mercure de l'entonnoir doit se charger négativement et il doit y avoir dans le gaz apparition de charges positives.

La goutte en se détachant emporte les charges positives de la couche double qui sont à sa surface et laisse, dans le gaz environnant le point où s'est formée la goutte, des charges négatives.

En définitive, le mercure de l'entonnoir doit se charger négativement, les gouttes doivent emporter des charges positives; dans le gaz, au point où se forme la goutte, il doit y avoir des charges à la fois positives et négatives; ces dernières charges se neutraliseront s'il n'y a aucun champ électrique pour les capter.

Quand de nouvelles gouttes s'écouleront, le phénomène recommencera; il n'y aura pas accumulation de charges d'un seul signe au point où se forment les gouttes et il s'établira un véritable courant du mercure de l'entonnoir au mercure du bas, le pôle positif étant en bas et le négatif en haut.

L'expérience était disposée de manière à se mettre à l'abri des phénomènes d'influence. L'entonnoir est formé par un récipient cylindrique muni d'un robinet

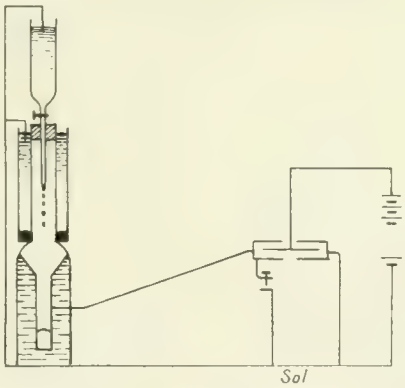


Fig. 2.

permettant de régler la vitesse d'écoulement. Le récipient est terminé par une pointe effilée par laquelle se produit l'écoulement. Cette pointe est protégée de la façon suivante : elle est entourée d'un récipient à double paroi, la paroi intérieure étant en verre; entre les deux parois on peut verser du mercure. La paroi de verre a été lavée aux acides et à l'eau et séchée sans frottement de façon qu'il n'y ait aucune charge sur elle.

Le mercure expérimenté est divisé en deux parties; l'une est versée dans l'entonnoir, l'autre dans le récipient à double paroi: les deux sont reliées au sol par un même fil de cuivre. Dans ces conditions, il n'y a

aucune différence de potentiel entre le mercure qui forme les gouttes et le milieu environnant.

Les charges emportées par les gouttes sont recueillies par un cylindre de Faraday, relié comme l'indique la figure à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Curie, qui sert à mesurer ces charges.

Pour mesurer la charge du mercure qui reste dans l'entonnoir, il suffit de faire un changement de connection.

L'expérience confirme les prévisions théoriques : Si l'on a soin de produire l'écoulement à travers une pointe métallique (pour éviter la pénétration des charges au point d'écoulement et les perturbations qui en résultent), le cylindre de Faraday accuse des charges positives et le mercure se charge négativement.

Nous verrons plus loin que, lorsque la température s'élève, la vitesse d'agitation thermique des électrons augmente; par conséquent, il en sort un plus grand nombre, épaississant l'atmosphère négative autour du métal, et la différence de potentiel qui s'oppose à la sortie des électrons augmente.

Cette augmentation de la différence de potentiel se traduit donc par un accroissement des charges qui forment la couche double; les charges mises en jeu dans l'expérience de l'entonnoir doivent augmenter quand la température croît; l'expérience a confirmé.

On a mis en évidence les charges libérées dans le gaz, soit en établissant un champ électrique entre la pointe et un cylindre environnant qui recueillait ces charges, soit en envoyant dans un condensateur cylindrique le gaz qui se trouvait dans le voisinage immédiat de la pointe, le condensateur cylindrique arrêtait les charges apportées par le gaz.

Ces expériences accusent des charges positives et négatives.

3. Expérience de l'électromètre. — On conçoit facilement que la constante capillaire dépende essentiellement de l'équilibre des centres chargés et neutres qui se produit à la surface de séparation : les actions électrostatiques des centres électriques chargés viennent s'ajouter aux attractions moléculaires; la couche des centres neutres, qui sépare les feuillets, vient changer la distance et par conséquent les attractions des molécules materielles des deux milieux. Une modification des centres positifs, négatifs et de la couche des centres neutres qui les sépare se traduira par une modification de la constante capillaire.

Si l'on augmente le nombre des centres chargés qui constituent les couches positives et négatives, il se produira également une augmentation des centres neutres et mixtes qui séparent les deux feuillets. Les répulsions électrostatiques et l'augmentation de la couche neutre diminueront les attractions moléculaires à la surface qui tendra à augmenter. La constante capillaire diminuera.

Ce sera l'inverse si l'on diminue ces charges.

Il n'y a donc qu'à répéter l'expérience bien connue de M. Lippmann, en supprimant la cuve et l'eau acidulée d'un électromètre capillaire.

On produit un champ de quelques centaines de volts entre le mercure de la pointe et une lame métallique placée vis-à-vis; quand on ionise le gaz au moyen de rayons X, l'on constate des variations du niveau dans la pointe, pourvu que cette pointe ne soit pas trop capillaire.

Le niveau baisse si la pointe est positive, il monte si la pointe est négative. La constante capillaire diminue dans le premier cas, elle augmente dans le second, sans que l'on ait pu, dans ce dernier cas, mettre en évidence un maximum de la constante capillaire, comme cela a lieu dans le cas de l'eau acidulée. — Dans l'expérience de l'électromètre, quand le mercure de la pointe est positif, des centres négatifs sont attirés du côté du gaz, des centres positifs du côté du métal, les nombres n_1, et n_2 des centres chargés de la couche double augmentent. Comme on doit avoir

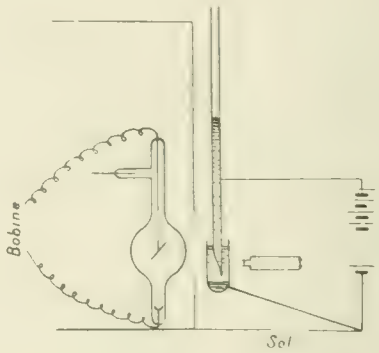


Fig. 4.

$$n_1 n_2 = k.NS,$$

k étant constant, une augmentation de n_1 et n_2, assez rapide pour qu'on puisse considérer N comme constant, entraînera une augmentation de S; il y aura diminution de la constante capillaire et augmentation de la surface, le niveau baissera dans la pointe.

Quand le mercure est négatif, c'est l'inverse qui se produit : il y a appel de centres, positifs du côté du gaz, négatifs du côté du mercure; n_1 et n_2 diminuent, S également. Les répulsions électrostatiques seront plus faibles, la couche des centres neutres qui séparent les deux milieux sera moins forte, les attractions moléculaires seront plus grandes, la surface de séparation mercure-air tendra à diminuer, la constante capillaire augmentera.

Dans ce dernier cas, la différence de potentiel au contact diminue; mais alors, comme les électrons qui sont dans le métal sont arrêtés par cette dernière différence de potentiel et qu'ils ont, à température constante, la même vitesse d'agitation, le nombre d'électrons qui peuvent quitter le métal augmentera et il arrivera un moment où les charges émises par le métal à la température de l'expérience égaleront celles qu'apporte le champ électrique; à ce moment, un équilibre sera atteint et le niveau se fixera. Ceci expliquerait pourquoi nous n'avons pu mettre en évidence un maximum, dans la constante capillaire, quand la couche double diminue et pourquoi on constate un ralentissement dans la vitesse de déplacement à mesure que le niveau s'élève.

Nous avons vu qu'une élévation de la température produit une augmentation des charges mises en jeu dans l'expérience de l'entonnoir et par conséquent une augmentation des charges qui constituent la couche double; cette augmentation de la couche double doit donc être accompagnée d'une diminution de la constante capillaire. Or, on sait depuis longtemps que la constante capillaire du mercure diminue quand la température s'élève, cette diminution étant plus rapide que ne l'indiquerait une variation de la cohésion sous l'action de la température : il est probable que l'augmentation de la couche double contribue à cette diminution de la constante capillaire.

III. — *Phénomènes thermo-électriques.*

Les métaux chauffés émettent à température relativement basse des charges uniquement positives, aux températures plus élevées des charges à la fois positives et négatives.

L'étude de ces charges a fait l'objet d'un grand nombre de travaux parmi lesquels il faut citer ceux d'Elster et Geitel, de Branly, Child, Mac Clelland, Edison, etc.

A la pression ordinaire le phénomène apparaît très complexe, par suite de la fatigue que semblent éprouver les surfaces métalliques que l'on a déjà chauffées. Même avec des métaux aussi peu altérables que le platine, cette fatigue vient gêner l'étude des phénomènes.

Cependant, Edison a montré que dans le vide et aux températures élevées l'émission des charges négatives est particulièrement intense, c'est donc cette émission qui a donné les résultats les plus nets, c'est elle que nous examinerons en premier lieu.

1. Émission des charges négatives. — C'est aux travaux de Richardson et de H.-A. Wilson que l'on doit les conclusions les plus nettes.

Leurs expériences ont été faites avec le platine et aux basses pressions, leurs résultats sont concordants, ils trouvent tous deux que l'émission des charges est liée à la température par une fonction exponentielle de la forme :

$$I = A.\Theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha}{T}}$$

Leurs interprétations sont différentes.

Pour H.-A. Wilson l'émission des charges négatives serait due aux gaz occlus dans le métal, qui en se dégageant chargeraient le milieu environnant, et en effet un fil de platine lavé avec de l'acide azotique bouillant n'émet des charges négatives qu'en quantité excessivement faible.

Cette interprétation explique très simplement le phénomène de la fatigue éprouvée par la surface métallique.

Cependant Wenhelt a montré que les oxydes métalliques émettent, aux températures élevées et à pression réduite, des charges négatives; la variation des charges, en fonction de la température, vérifie la formule de Richardson; il est donc probable que le phénomène est le même que dans le cas du platine et qu'il a la même cause; or, on ne peut guère admettre la dissolution de l'hydrogène dans les oxydes tels que la chaux.

Richardson a montré que l'hydrogène occlus dans le métal n'était pas la cause de l'émission des charges négatives, comme le croyait H.-A. Wilson : quand on fait passer de l'hydrogène à travers un tube de platine chauffé, l'émission négative du platine chaud n'est pas augmentée; pour lui l'émission des charges négatives serait due à la sortie d'électrons du métal.

Quand on augmente la température du métal, on produit un accroissement de la vitesse d'agitation des électrons dans ce métal, puisque la force vive moyenne d'un électron $\frac{1}{2} mu^2$ est égale à α T. La vitesse d'agitation étant plus grande, un certain nombre d'électrons pourront franchir la couche double et venir dans le milieu environnant : c'est l'émission des charges négatives.

En calculant le nombre d'électrons qui, à une température T peuvent franchir la discontinuité de potentiel qui correspond à la couche double, Richardson obtient une formule du type

$$I = A.T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha}{T}}$$

que l'expérience vérifie.

Il est à remarquer que la formule de Richardson n'est autre chose que la formule de Nernst :

$$E = \frac{2}{3}\frac{\alpha T}{\mu} \log \frac{N}{N'}.$$

α étant la charge électrique d'un électron, N et N' étant le nombre des électrons libres dans les deux milieux quand l'équilibre est atteint; cette formule s'écrit en effet

$$N' = N e^{-\frac{3\Phi\alpha}{2\alpha T}} = N e^{-\frac{3\Phi}{2\alpha T}}.$$

L'équilibre ne pourra être atteint qu'en l'absence de tout champ électrique; il aura lieu lorsque le nombre d'électrons qui sortiront du métal sera égal au nombre des électrons du milieu environnant qui y rentreront.

Mais le nombre d'électrons qui rentreront dans le métal par seconde n'est pas égal à N', nombre d'électrons libres dans 1^{cm3} du milieu environnant le métal, mais à ceux de ces électrons qui ont une composante de la vitesse d'agitation normale à la surface, c'est-à-dire que ce nombre est égal à $N'\sqrt{\frac{4}{3}\frac{\alpha T}{m\pi}}$, en appliquant les résultats de la théorie cinétique.

Le nombre des électrons qui sort par seconde, par unité de surface, de l'intérieur du métal est donc

$$x = N\sqrt{\frac{4}{3}\frac{\alpha T}{m\pi}}\, e^{-\frac{3\Phi}{2\alpha T}},$$

qui est la formule de Richardson.

En présence d'un champ électrique, les électrons sortis sont immédiatement captés par le champ, l'équilibre ne sera jamais atteint et dans chaque seconde il sortira de l'unité de surface un nombre d'électrons constamment égal à x.

D'où un courant de saturation constant.

On peut vérifier cette formule dans l'air à la pression ordinaire avec des métaux autre que le platine.

Un fil du métal étudié était chauffé électriquement dans l'axe d'un cylindre métallique. Le cylindre et le fil constituaient les armatures d'un condensateur cylindrique. Les charges émises par le fil étaient portées par le champ électrique du condensateur sur son armature extérieure et mesurées au moyen d'un électromètre Curie. La température du fil était déduite de la valeur de sa résistance mesurée au pont de Weathstone.

La formule de Richardson permet de calculer les nombres N et N' d'électrons libres dans le métal et dans le gaz et la discontinuité de potentiel E à la surface. Par exemple avec un fil d'argent à la température de 600° C, on trouve :

$$N = 5 \times 10^{18} \qquad N' = 10^{[illegible]}$$
$$E = 0{,}95$$

Quant à la fatigue du fil, on ne peut guère l'expliquer que par une modification de la surface de contact du métal et du gaz, qui changeant la nature des couches de passages, vient faire varier l'énergie nécessaire à la sortie d'un électron de l'intérieur du métal.

Expérimentalement plus rapide est l'altération de la surface de contact (oxydation, sulfuration), plus grande est la fatigue.

2. Émission des charges positives. — Aux températures relativement basses, les charges émises par les métaux chauffés sont uniquement positives.

Stanton montra qu'une surface de cuivre chauffée émet des charges positives, mais qu'elle cesse de le faire dès qu'elle est recouverte d'une couche d'oxyde; il était donc naturellement conduit à admettre que l'émission des charges positives était due à l'oxydation.

Plus récemment Campetti attribue l'émission particulièrement intense de charges positives par une lame de cuivre chauffée vers 250° à la formation de Cu^2O (oxyde cuivreux).

D'autres physiciens, comme Strütt, trouvent que l'action chimique a peu d'influence sur cette émission positive.

J'ai essayé de voir quelle pouvait être l'influence de ces actions chimiques.

Des fils de cuivre chauffés dans le gaz carbonique émettent des charges en quantité presque aussi considérable que dans l'air, alors qu'ils ne portent pas trace d'oxydation; l'émission présente d'ailleurs les mêmes caractères que dans l'air, seule la fatigue du fil est un peu plus lente. Si l'on remplace CO^2 par de l'oxygène l'émission n'est pas augmentée mais le fil se fatigue plus vite.

L'action chimique du gaz sur le métal ne peut donc expliquer l'émission des charges positives. D'ailleurs c'est aux basses pressions que l'émission est plus nette, c'est-à-dire quand l'action chimique est la moins vive.

Les conclusions les plus nettes dans l'étude de ces charges sont dues à Richardson, qui a étudié l'émission des charges positives d'un fil de platine aux très basses pressions.

Les résultats obtenus sont analogues à ceux qu'ont donnés les charges négatives. L'émission varie encore avec la température suivant une fonction exponentielle.

Richardson explique la production de ces charges positives au moyen de l'hydrogène occlus dans le platine : on comprend alors pourquoi la fatigue du fil et les particularités qu'elle présente. A l'appui de son hypothèse, il cite l'expérience d'un courant d'hydrogène traversant un tube de platine chauffé, si l'émission négative du tube chaud n'est pas augmentée, l'émission positive l'est au contraire quand de l'hydrogène le traverse.

Remarquons que la fatigue du fil peut s'expliquer facilement par une altération de la surface : un fil de cuivre chauffé à l'air se fatigue plus rapidement qu'un fil d'argent, le même fil de cuivre chauffé dans le gaz carbonique se fatigue moins vite qu'à l'air, un fil d'argent qui a été recouvert de sulfure d'argent n'émet presque plus de charges positives. Si l'on fait disparaître soit mécaniquement, soit par un lavage aux acides la couche d'oxyde ou de sulfure qui recouvre le métal, la fatigue disparaît. Donc une altération de la surface arrête l'émission : le nettoyage la fait réapparaître. L'expérience de Richardson ne prouve pas que les charges positives soient dues à l'hydrogène qui traverse le métal, car le passage de l'hydrogène à travers la paroi modifie la surface de contact du métal et du gaz, par conséquent modifie l'émission positive, si cette émission est uniquement due à ce qui se passe au contact du métal et du milieu environnant.

D'ailleurs les gaz émis proviennent vraisemblablement des couches superficielles et non du cœur du métal; par conséquent, le phénomène se passe à la surface, et, tant qu'on n'aura pas mis nettement en évidence la relation existant entre les charges produites et les gaz émis, ce qu'on explique par l'hypothèse de Richardson pourra s'expliquer par l'hypothèse d'une action purement de contact.

L'interprétation de Richardson n'est encore qu'une hypothèse, complètement indépendante de la théorie cinétique par laquelle il explique l'émission des charges négatives. Sans prétendre que l'émission des gaz occlus n'intervient pas dans l'émission des charges positives, je me propose de montrer que cette émission peut s'expliquer par un mécanisme se rattachant à la théorie électronique des métaux et par conséquent à la production des charges négatives.

Nous avons vu que, si la formation des centres neutres de la couche double, à partir des centres positifs et négatifs, est une opération réversible, il existe à température constante la relation de Guldberg et Waage entre les concentrations :

$$C_1 C_2 = K\Gamma.$$

Si l'on augmente la température, l'équilibre va se déplacer et le coefficient K aura une nouvelle valeur.

L'application des principes de la Thermodynamique au cas d'un équilibre chimique montre que le coefficient K est relié à la température par la relation

$$\frac{d \operatorname{Log} K}{dT} = \frac{q}{2T^2},$$

q représentant la quantité de chaleur mise en jeu quand un centre positif se combine à un centre négatif pour donner un centre neutre.

A la température T, le coefficient aura donc la valeur intégrée

$$\operatorname{Log} K = -\frac{q}{T} + \text{const.} \quad \text{ou} \quad K = Ae^{-\frac{q}{T}}$$

Quand la température augmente le coefficient K augmente; l'équilibre va donc se déplacer, une certaine quantité des centres neutres va se dissocier. Les centres positifs provenant de cette dissociation seront projetés dans le gaz, les centres négatifs dans le métal.

Admettons que la différence de potentiel au contact mercure-gaz varie peu quand la température augmente en présence d'un champ électrique. La formule de Richardson nous a montré, en effet, que le travail Φ, mis en jeu par un électron qui franchit la couche double, est constant quelle que soit la température. Les concentrations C_1 et C_2 des centres positifs et négatifs doivent alors être constantes; il faut donc, pour que l'équilibre subsiste, que le nombre de centres neutres dissociés soit de la forme

$$N = Be^{-\frac{q}{T}},$$

puisqu'on a

$$C_1 C_2 = K\Gamma$$

et que le produit $K\Gamma$ doit rester constant lorsque K a pris la nouvelle valeur $Ae^{-\frac{q}{T}}$. Il y aura donc dans le gaz une apparition de N_1 centres positifs, N_1 étant donné par la formule exponentielle

$$N_1 = Be^{-\frac{q}{T}}.$$

En l'absence d'un champ électrique extracteur, il s'établira un équilibre, car les charges positives envoyées dans le gaz et les charges négatives reçues par le métal diminueront les charges qui forment les feuillets de la couche double; la différence de potentiel au contact deviendra plus petite, des électrons s'échapperont du métal; l'équilibre sera atteint quand les électrons projetés du métal seront en nombre égal à ceux que le métal reçoit.

Si les charges envoyées dans le gaz sont captées par un champ électrique, l'équilibre ne pourra s'établir que lorsqu'on aura extrait un nombre de centres

$$N_1 = Be^{-\frac{q}{T}}.$$

Mais le nombre des centres extraits dans une seconde par le champ n'est pas égal à N_1, car les centres, dont la composante de la vitesse d'agitation thermique sui-

vant la normale à la surface est supérieure et de sens inverse à la vitesse acquise par le centre sous l'action du champ électrique où il se trouve, ne sortiront pas.

Il faut donc, pour avoir le nombre des centres qui sortent dans une seconde, chercher le nombre de ceux de ces centres dont la composante de la vitesse d'agitation, suivant la normale, est supérieure à $-K_1 X$, K_1 étant la mobilité du centre, X l'intensité du champ électrique : ce problème est résolu par la théorie cinétique et on trouve, comme on l'a vu pour les centres négatifs, une expression de la forme

$$N = N_1 \alpha T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\beta}{T}},$$

et, en remplaçant N_1 par sa valeur, on aura le nombre de centres négatifs projetés dans le métal.

Le courant de saturation sera donc lié à la température absolue par la relation

$$C = \alpha T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\beta}{T}},$$

analogue à celle qu'on a obtenue pour les centres négatifs.

Les résultats expérimentaux obtenus avec différents métaux : cuivre, argent, fer, vérifient cette formule.

La théorie précédente nous donne très facilement l'explication de la fatigue du fil : s'il se forme à la surface du fil un composé stable, oxyde, sulfure, etc., la combinaison ainsi formée sépare les feuillets de la couche double ; elle s'oppose, par conséquent, au contact et aux chocs des centres chargés qui forment les feuillets de la couche, l'équilibre réversible entre les centres chargés et les centres neutres est modifié ; quand on augmente la température, l'émission des charges positives sera d'autant plus faible que la couche de la combinaison formée sera elle-même plus grande. La fatigue du fil est donc liée à l'altération de la surface métallique : cette fatigue est liée au temps par une relation de même forme que celle qui donne la vitesse d'une réaction chimique. Inversement, quand on nettoie la surface métallique, on doit obtenir une augmentation de l'émission.

En somme, l'émission des charges positives doit être d'autant plus faible que la surface du fil s'altère facilement.

IV. — *Conclusions.*

La théorie des métaux et l'hypothèse qu'elle entraîne, d'une couche double à la surface de séparation du métal et du gaz, suffisent donc pour expliquer les émissions des charges émises par les métaux chauffés ou produites par des variations de surface : il existerait à la surface de séparation du métal et du gaz un équilibre entre des centres chargés qui formeraient les feuillets de la couche double et des centres neutres qui sépareraient ces feuillets. Une modification de cet équilibre provoquera une émission de charges ; si l'on produit cette modification en faisant varier brusquement, la surface on a les phénomènes électrocapillaires ; si on la produit par une variation de température, ce sont les phénomènes thermo-électriques.

Reçu le 5 mai 1908.

L'ionisation des gaz par les rayons α et l'hypothèse de la recombinaison initiale

Par M. MOULIN

Laboratoire de Physique générale — Ecole de Physique et de Chimie de Paris

On sait combien il est relativement difficile d'obtenir la saturation du courant dans le cas où l'ionisation d'un gaz est produite par les rayons α. Alors que théoriquement on devrait obtenir la saturation pour une différence de potentiel de quelques volts entre des plateaux distants de quelques millimètres, si la production d'ions était uniforme dans le volume du gaz, il faut, dans le cas des rayons α, arriver à des champs de l'ordre de 1000 volts par centimètre. De plus, contrairement à ce qui a lieu dans le cas où l'ionisation est uniforme, les courbes de saturation tracées en fonction du champ ne semblent dépendre, en première approximation, ni de la distance des plateaux, ni de l'intensité de la production d'ions, autrement dit, en première approximation, les courbes qui représentent le rapport $\frac{i}{I}$ du courant au courant de saturation, ne dépendent que du champ h, alors que

dans le cas d'une production d'ions uniforme, les courbes doivent être fonction, toutes choses égales d'ailleurs, de

$$\frac{h}{a\sqrt{q}}$$

a étant la distance des plateaux et q la production[1].

Je crois inutile de rappeler ici les expériences de MM. Bragg et Kleeman et de M. Kleeman dont on trouvera l'analyse dans ce journal[2]. L'hypothèse invoquée par ces auteurs est que les deux ions fournis par la dissociation corpusculaire d'une molécule, situés initialement au voisinage immédiat l'un de l'autre, peuvent se recombiner et échapper ainsi à l'électrode qui les recueille. Toutefois, étant donnée l'intensité du champ qui s'exerce entre ces deux ions aux distances moléculaires, champ de l'ordre 1000 de volts par centimètre il semble peu probable, à première vue, que cette « recombinaison initiale » intervienne pour beaucoup dans le phénomène, car il faudrait probablement des champs beaucoup plus grands que ceux qui sont en réalité nécessaires pour obtenir la saturation.

Il est extrêmement difficile d'atteindre par le calcul la valeur de la recombinaison à laquelle on peut s'attendre en présence d'un champ électrique intense. En l'absence de champ, le calcul est un peu plus simple. M. Langevin a calculé[3] pour les faibles pressions l'ordre de grandeur du rapport $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$ (du coefficient de recombinaison à 4π fois la somme des mobilités) qui représente le rapport du nombre de recombinaisons au nombre de rencontres entre ions des deux signes. En employant sa formule, j'ai trouvé que le nombre de recombinaisons qui se produiraient entre des molécules chargées non entourées d'un cortège de molécules serait, pour l'air, à la pression atmosphérique, de 1 à 2 pour 1000. La recombinaison initiale immédiate semble donc ne devoir affecter que très peu le courant, elle ne ferait perdre que quelques millièmes des ions produits.

L'hypothèse d'un rayonnement secondaire qui aurait permis d'interpréter ces phénomènes, semble aujourd'hui devoir être définitivement rejetée[4]. Les rayons secondaires, de très faible vitesse, ne peuvent ioniser le gaz ou, s'ils le font, ne produisent qu'un nombre d'ions du même ordre que le nombre des rayons α, extrêmement petit par rapport au nombre d'ions produits par les rayons α dans le gaz.

Une autre interprétation qui semble tout à fait d'accord avec l'expérience a été récemment proposée par M. Langevin et a servi de point de départ pour les recherches qui vont suivre. Cette interprétation est basée sur l'hypothèse que, dans le cas de l'ionisation par les rayons α, où le nombre d'ions produits par chaque particule α est très grand, les ions produits ne sont pas répartis uniformément dans le volume du gaz, mais sont, au moins initialement, distribués en colonnes le long des trajectoires des particules α. La recombinaison ordinaire qui se produit entre les ions d'une même colonne doit dépasser de beaucoup celle qu'on obtiendrait pour le même nombre d'ions répartis uniformément et suffirait à expliquer complètement les faits.

De plus on prévoit facilement dans cette hypothèse qu'en présence d'un champ électrique la recombinaison doit être plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, quand le champ est parallèle aux trajectoires des particules α que lorsqu'il lui est perpendiculaire. Dans le premier cas, en effet, le déplacement des ions le long des lignes de force conserve les colonnes, tandis qu'il les disperse dans le deuxième en ajoutant son influence à celle de la diffusion pour réaliser la répartition uniforme.

En supposant que les molécules rencontrées par les rayons α restent sensiblement en place et que le corpuscule émis par ces molécules est arrêté dès son premier choc contre une molécule du gaz, j'ai pu évaluer que l'ordre de grandeur du volume occupé par les colonnes dans les conditions où j'ai opéré, est d'environ un dix-millième du volume total du gaz, autrement dit, que la densité initiale des ions est environ dix mille fois plus grande que pour la répartition uniforme et il n'est pas surprenant que dans ces conditions la recombinaison puisse être considérable.

Je n'ai pas l'intention de décrire ici en détail les expériences par lesquelles j'ai essayé de décider entre les hypothèses de MM. Bragg et Kleeman et de M. Langevin. Je me propose d'y revenir ultérieurement et je voudrais simplement en indiquer rapidement les principaux résultats.

L'appareil dont je me suis servi est le même que celui que j'avais employé pour les rayons secondaires des rayons α et qui est représenté tome IV, page 552. La toile métallique t' est remplacée par un cloisonnage de bec Méker destiné à canaliser les rayons émis

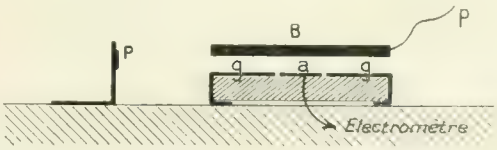


Fig. 1.

par la lame de platine recouverte de polonium, P.

1. P. Langevin, *Cours du Collège de France*, 1904.
2. *Le Radium*, 3-150-548-1906.
3. P. Langevin, C. R., 137-177-1903 *Ions, Electrons, Corpuscules, Société de Physique*, 520.
4. Lattès, *Le Radium*, 6-97-1908.

Cette lame était la même que celle qui m'avait servi pour les rayons secondaires.

Pour l'étude du courant dans le cas de rayons perpendiculaires au champ, j'ai employé l'appareil représenté figure 1, sorte de condensateur plan dans l'une des armatures duquel était découpée une bande *a* de 5 millimètres de large, reliée à l'électromètre, la partie extérieure *g*, *g* servant d'anneau de garde. L'autre armature B était supportée par des cales d'ébonite d'environ 3,2 millimètres qui reposaient sur l'anneau de garde *g*, *g*. La lame de polonium était placée en P et les rayons étaient canalisés dans le sens latéral par une série de petites lames verticales non représentées sur la figure. Dans le sens vertical, les armatures du condensateur suppriment les rayons obliques.

Pour les mesures, j'ai toujours employé l'électromètre et une méthode équivalente à une méthode de zéro que je vais décrire avec quelque détail, parce qu'elle m'a donné de très bons résultats et qu'elle est d'un emploi très commode.

Méthode de mesure. — L'armature M du condensateur de mesure qui reçoit les charges est reliée à l'une des paires de quadrants (1) de l'électromètre

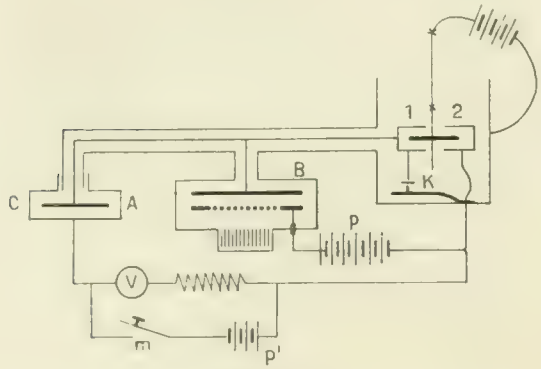


Fig. 2

dont l'autre paire de quadrants (2) est reliée à la cage et dont l'aiguille est chargée à 88 volts par l'intermédiaire de sa suspension métallique (fig. 2).

La paire de quadrants 1 est également réunie à l'armature intérieure A d'un condensateur étalon (de coefficient d'influence égal à 60 unités électrostatiques[1]), dont l'armature extérieure C est réunie à la cage de l'électromètre et aux écrans protecteurs par l'intermédiaire d'une résistance assez grande ou mieux d'un voltmètre V. A l'aide de la clef *m*, on peut fermer sur ce voltmètre le circuit de quelques éléments de pile ou accumulateurs en nombre convenable. L'armature extérieure C est alors portée à un potentiel *v*, par rapport à la cage, connu par simple lecture du voltmètre (ou par tout autre procédé). Lorsqu'on cesse d'appuyer sur la clef *m*, C est relié directement à la cage par l'intermédiaire du voltmètre. Isolons la paire de quadrants 1 à l'aide de la clef K, commandée par exemple à l'aide d'un électro-aimant[1]; cette paire de quadrants reçoit une charge qui augmente proportionnellement au temps, transportée par le courant d'intensité *i* à mesurer et le spot dévie, d'abord en oscillant un peu, puis avec une vitesse uniforme au bout de 12 à 14 secondes[2]. Au moment où le spot passe sur une certaine division *n* de l'échelle, faisons partir un chronomètre puis fermons la clef *m*; si les connexions sont de sens convenable, l'aiguille part brusquement en sens inverse, revient, puis repasse sur la division *n* au bout du temps *t*, lu sur le chronomètre, avec une vitesse uniforme, la même qu'au début, si le temps *t* est assez grand; par exemple 20 à 30 secondes. A ce moment, le courant *i* a apporté sur le système isolé une quantité d'électricité qui compense exactement la quantité d'électricité induite par influence et qui a pour valeur :

$$\frac{Cv}{300}$$

si *v* est exprimé en volts. Dans le cas présent, cette charge serait de

$$\frac{60}{300}v = 0{,}2\,v$$

et le courant a pour valeur :

$$i = \frac{0{,}2\,v}{t}$$

Pour mesurer un courant de sens inverse, on peut, sans changer les connexions de la pile *p'*, fermer la clef *m* avant d'isoler l'électromètre et l'ouvrir quand l'image passe sur la division *n*.

Cette méthode a l'avantage de donner des mesures en valeur absolue et surtout des résultats toujours comparables, indépendants des variations de sensibilité de l'électromètre ou des changements de position de l'échelle, puisque pour chaque mesure, on note les passages de l'aiguille dans une même position. Elle est analogue à la méthode bien connue du quartz, elle s'adapte mieux à la mesure de faibles courants. Le même procédé de lecture pourrait s'appliquer dans le cas du quartz, il est moins fatigant que le procédé de zéro généralement employé.

La variation de potentiel qui en résulte pour le conducteur isolé peut être gênante, dans certains cas. On peut choisir, pour la charge induite et pour la division *n*, des valeurs telles que la valeur moyenne du potentiel de la paire de quadrants 1 soit sensiblement

1. Un condensateur de capacité [illegible] mieux. Voy. p. 145.

1. Voy. *Le Radium*, 4, 149, 1907.

2. *Le Radium*, 4, 191, 1907. Ce temps dépend de l'électromètre employé.

nulle. On obtiendra ce résultat en choisissant les valeurs de e et de n telles qu'en l'absence de courant la charge induite produise une déviation $-2n$. L'erreur qui résulte du fait que l'aiguille ne dévie pas immédiatement et que la capacité de l'électromètre est plus petite au moment où l'on induit la charge que lorsque l'électromètre a dévié, est d'autant plus petite que le temps t est plus grand.

Résultats.

1° *Champ parallèle à la trajectoire des particules* α. — Les courbes A et B de la figure 4 représentent les courbes de saturation, valeurs du rapport du courant obtenu pour une différence de potentiel V au courant de saturation, en fonction du *champ*, pour une profondeur de 3 millimètres de la chambre d'ionisation. Ces deux courbes correspondent à deux régions différentes du parcours des rayons α. La courbe A correspond à une région voisine de la fin du parcours, région indiquée sur la figure 3[1], la courbe B, à un parcours plus petit, à la région indiquée en B, fig. 3.

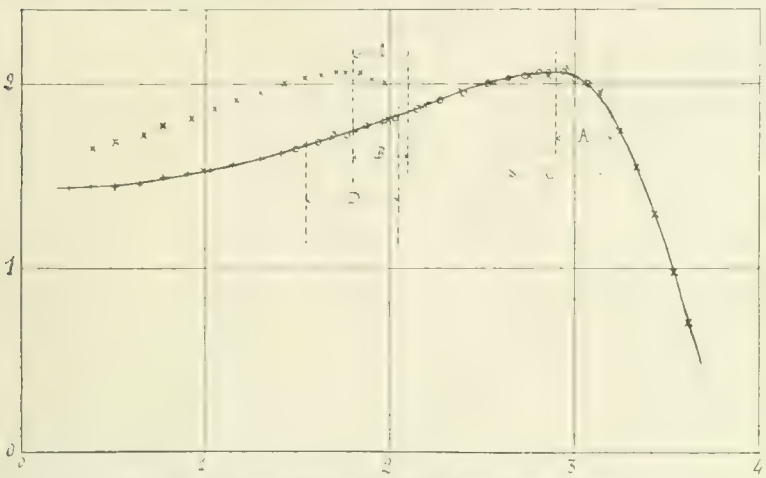


Fig. 3. — Courant en fonction de la distance de la lame au milieu du condensateur en cms, à 75,5 cms. de mercure et 15° c.

Ces deux courbes ont été obtenues dans des conditions identiques, le parcours étant simplement réduit pour la courbe A à l'aide d'une feuille d'aluminium qui produisait un déplacement de la courbe d'ionisation de 1,1 centimètre, sans qu'il soit nécessaire de modifier les positions respectives de la lame de polonium et de la chambre d'ionisation.

On voit que la recombinaison a moins d'influence quand le nombre d'ions produits le long de la trajectoire de la particule α est plus petit. Au contraire, si l'on fait varier l'intensité du courant en agissant sur le nombre de particules α, par exemple par interposition d'une toile métallique avant l'entrée des rayons dans la chambre d'ionisation, les points obtenus se superposent, aux erreurs d'expérience près, à la courbe obtenue tout à l'heure pour le même parcours. La différence de hauteur des courbes A et B est donc liée à la vitesse de la particule α et non à l'intensité du courant total, *c'est-à-dire à la densité en volume des ions dans les colonnes et non au nombre de celles-ci*. De plus, pour des champs un peu grands, supérieurs à environ 20 à 30 volts par centimètre, les valeurs de la quantité $1-\frac{i}{I}$, autrement dit les valeurs du rapport $\frac{I-i}{I}$ (manque de saturation de MM. Bragg et Kleeman), pour ces deux courbes sont dans un rapport à peu près constant et voisin de 1,3. Nous verrons tout à l'heure quelle interprétation théorique on peut donner de ce fait.

Je n'ai pas tracé sur la figure la fin des courbes A et B; leur saturation est atteinte pour un champ de 1500 à 1500 volts par centimètre.

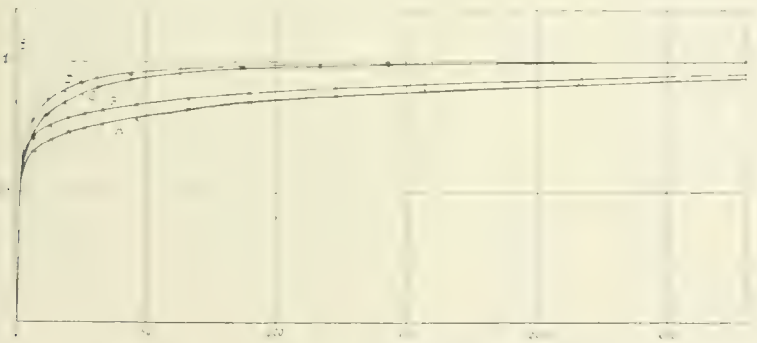


Fig. 4. — Courbes A et B. Rayons parallèles au champ. Courbes C et D. Rayons perpendiculaires au champ.

La forme de ces courbes n'est pas complètement indépendante de la distance des plateaux, elles sont d'autant plus élevées que cette distance est plus petite, mais elles semblent toutes se saturer pour la même valeur du champ.

Quand on diminue la pression, la saturation est de plus en plus facile à obtenir. Pour 10 centimètres de pression, la saturation s'obtient pour un champ de seulement 12 volts par centimètre. Il ne semble donc pas, comme l'a supposé M. Stark, qu'il y ait une recombinaison initiale entre la molécule

1. Cette courbe a été tracée en laissant la distance fixe et en faisant varier la pression du gaz.

chargée positivement et le corpuscule qu'elle vient d'émettre, ou tout au moins que si cette recombinaison existe, elle soit influencée par des champs intenses. Le phénomène du manque de saturation est intimement lié à la présence du gaz, comme l'indiquaient d'ailleurs quelques résultats obtenus par MM. Bragg et Kleeman.

2. *Champ perpendiculaire à la trajectoire des particules* α. — Dans ce cas, la saturation s'obtient pour une valeur de l'intensité du champ d'environ 200 volts par centimètre, beaucoup plus faible que dans le cas précédent, comme le montrent les courbes C et D de la figure 4. Ces deux courbes ont été obtenues à l'aide de rayons de vitesses différentes, correspondant aux régions C et D de la courbe d'ionisation (fig. 5).

Dans le cas où l'on extrait les ions perpendiculairement à la trajectoire des rayons α, la forme de la courbe de saturation *ne dépend plus de la distance des plateaux du condensateur*, seule la vitesse des rayons α la modifie, à pression et à température constante, naturellement.

Ici encore, la valeur du manque de saturation de ces deux courbes est dans un rapport sensiblement constant, aux erreurs d'expérience près, et voisin de 1,5 à 1,6.

Ces résultats montrent qu'il existe une différence très nette entre les courbes de saturation obtenues avec un champ parallèle aux trajectoires ou avec un champ perpendiculaire à ces trajectoires. Il semblerait que l'influence de la filtration des ions positifs et négatifs qui, dans le premier cas, facilite leur recombinaison, doive être d'autant plus marquée que la durée de cette filtration est plus grande, c'est-à-dire que la profondeur de la chambre d'ionisation est plus grande. Mais l'effet de la diffusion latérale qui se produit par suite de l'agitation thermique est de répartir les ions plus uniformément en volume, en diminuant leur densité, de sorte que l'on peut s'attendre à ce que le manque de saturation varie assez peu avec la distance; c'est ce que donne l'expérience pour des distances de l'ordre du millimètre. Il est possible que pour des distances très petites, d'ailleurs inaccessibles à l'expérience, de l'ordre du diamètre des colonnes d'ions, on retombe sur les courbes obtenues avec un champ perpendiculaire aux trajectoires.

L'allure de cette variation avec la profondeur de la chambre d'ionisation exclut l'hypothèse d'une radiation secondaire très absorbable et produisant une ionisation superficielle très dense. Lorsqu'on diminuerait la distance de plus en plus, cette couche d'ions prendrait de plus en plus d'importance par rapport à l'ionisation en volume, et le manque de saturation devrait *augmenter quand on diminue la distance*.

L'hypothèse que le manque de saturation est dû au mode de formation des ions en files, suivant les trajectoires des particules α, semble donc justifiée, tout au moins qualitativement, dans le cas de l'air. Il semble très difficile d'atteindre le phénomène par le calcul. Toutefois, on peut chercher à se faire une idée de ce qui doit se passer lorsque le nombre d'ions produits par une particule α le long de sa trajectoire vient à changer.

Pour une même valeur du champ électrique et pour une même vitesse d'agitation, c'est-à-dire à une même température, le temps pendant lequel les ions resteront en présence avant d'être séparés sera le même. Si la recombinaison est relativement faible, le nombre d'ions qui se recombinera sera sensiblement proportionnel au carré de la densité des ions dans la colonne. Sur les N ions produits dans la colonne d'ions par unité longueur, il en disparaîtra, par recombinaison, un nombre $N - n$, n étant le nombre d'ions qu'en extrait le champ h. On devra donc s'attendre à ce que $N - n$ soit proportionnel à N^2 ou que $\frac{N-n}{N}$ soit à peu près proportionnel à N. Or, $\frac{N-n}{N}$ est le manque de saturation pour une colonne d'ions; ce rapport est égal à $\frac{1-i}{1}$, puisque $\frac{i}{1}$ est indépendant du nombre de ces colonnes d'ions. Il s'en suit que pour deux régions A et B de la courbe d'ionisation des rayons α en fonction de la distance à la lame active, le rapport des manques de saturation, pour la même valeur du champ, devra être à peu près proportionnel au rapport des nombres d'ions produits par unité de longueur par une particule α, c'est-à-dire au rapport des ordonnées de la courbe d'ionisation correspondant aux régions A et B.

Si l'on prend le rapport de ces ordonnées pour les régions A et B, on trouve 1,15, alors que le rapport des manques de saturation est de 1,3. Pour les deux autres courbes, on trouverait 1,2 au lieu de 1,6. L'accord est assez bon dans le premier cas, il est moins bon dans le second. Cet accord peut être considéré comme satisfaisant, étant donnée l'approximation grossière faite dans le calcul, où nous avons appliqué une loi qui suppose que la recombinaison a lieu entre des ions déjà formés, et que la répartition est uniforme dans un élément de volume grand par rapport aux distances moléculaires, alors que, dans le cas présent, nous avons des recombinaisons possibles entre des ions incomplètement formés, surtout quand la densité est grande et une répartition non uniforme dans la colonne elle-même.

Dans le cas où le champ est établi perpendiculairement aux trajectoires, le calcul ne peut donner que des résultats assez grossiers, car il est vraisemblable qu'il faudrait tenir compte de la répartition initiale des ions dans la colonne; dans le cas où le champ est

parallèle aux trajectoires, il favorise la répartition uniforme des ions et le calcul a plus de chance de s'appliquer.

Expérimentalement, le rapport des manques de saturation est assez difficile à déterminer d'après les courbes. Une erreur de 1 pour 100 sur ces courbes introduit des erreurs de plus de 10 pour 100 sur la valeur du manque de saturation dans les régions où la loi devrait le mieux s'appliquer. De plus, la lame que j'ai employée étant recouverte d'une couche de matière active relativement épaisse, comme le montre la position du maximum de la courbe d'ionisation, le condensateur de mesure recevait des rayons de vitesse différentes et, dans la région A, un certain nombre de rayons terminaient leur parcours avant de l'avoir traversé.

M. Kleeman, qui avait déjà observé cette influence de la vitesse des rayons, a déterminé le manque de saturation en fonction de la distance à la lame active en traçant les courbes d'ionisation avec un champ suffisant pour avoir la saturation et avec un champ plus faible, de 25 volts par centimètre[1]. Le tableau I reproduit les valeurs données par M. Kleeman pour l'une de ses séries d'expériences; j'y ai ajouté une colonne donnant la valeur du rapport r du manque de saturation à l'ordonnée de la courbe d'ionisation, rapport qui devrait être à peu près constant. Le tableau II correspond à une autre série de valeurs que j'ai relevées sur des courbes données par M. Kleeman[1].

Tableau I.

Distance à la toile métallique	Courant pour 1250 volts/cm.	Courant pour 25 volts/cm	Manque de saturation	r
0,7 cm.	489	395	19,2 %	5,95
1,0	518	408	21,2	4,1
1,5	558	425	23,8	4,25
1,6	592	442	25,3	4,25
1,9	635	469	26,1	4,1
2,2	692	494	28,6	4,15
2,4	757	520	29,4	4
2,6	787	552	29,9	3,8
2,8	865	571	33,8	3,9
3,0	905	592	34,4	3,8

Tableau II.

Distance à la toile métallique	Courant pour 1280 volts/cm	Courant pour 32 volts/cm	Manque de saturation	r
1 cm	4,7	3,6	23,4 %	5,0
1,25	4,8	3,7	23	4,8
1,5	5,1	3,8	25,5	5,0
1,75	5,3	3,95	25,5	4,8
2	5,6	4,05	27,7	4,95
2,25	6	4,2	30	5,0
2,5	6,5	4,4	32,3	4,95
2,75	7	4,6	34,2	4,9
3	7,5	4,9	34,7	4,6

On voit que ce rapport r est sensiblement constant, aussi constant qu'on pouvait l'espérer. Il ne semble pas y avoir de variation systématique marquée.

Pour expliquer cette action de la vitesse sur le manque de recombinaison, M. Kleeman admet que le corpuscule émis par la molécule sous l'influence des particules α va d'autant plus loin que la particule α va plus vite. Il est peu probable qu'il puisse aller bien loin; étant donnée la faible vitesse des rayons secondaires émis par les métaux sous l'influence des rayons α les plus rapides, vitesse correspondant au plus à une énergie cinétique communiquée par 15 à 20 volts, ce corpuscule doit être arrêté dès son premier choc contre une molécule. L'allure générale du phénomène et la constance assez bonne du rapport r conduit plutôt à *interpréter le manque de saturation par l'effet de la recombinaison générale qui se produit entre les ions, initialement très voisins, libérés par une particule α le long de sa trajectoire, l'influence de cette recombinaison diminuant quand la densité linéaire des ions le long de la trajectoire diminue.*

Il est très probable que la recombinaison initiale proprement dite n'a qu'un effet tout à fait négligeable devant cette recombinaison générale, tout au moins dans l'air. J'ai l'intention d'examiner quelques autres gaz à molécule plus grosse pour lesquels l'effet de la recombinaison initiale pourrait prendre quelque importance s'il n'est encore masqué par l'effet de recombinaison générale dont nous venons de parler.

Reçu le 4 mai 1908.

1. *Phil. Mag.*, 12, 295, 1906. Dans ce tableau, les 2e et 3e colonnes portent 500 volts/cm et 10 volts/cm. D'après le contexte, il semble plus probable que ces nombres sont les valeurs de la différence de potentiel entre la toile métallique et le plateau distants de 4 mm. Ceci n'a d'ailleurs aucune importance pour la question qui nous occupe.

1. Courbes E et I, figure 5 du mémoire cité, p. 294.

Sur la radioactivité des sels de potassium

Par J. C. Mc. LENNAN
Laboratoire de physique — Université de Toronto

Au cours des recherches qu'ils ont faites sur la radioactivité d'une série de sels, considérés comme inactifs, MM. Campbell et Wood[1] ont trouvé que les sels de potassium possèdent une radioactivité plus grande que les autres substances examinées et que cette radioactivité ne peut être attribuée à aucun des éléments radioactifs actuellement connus.

En recherchant l'origine de cette activité, ces expérimentateurs ont trouvé qu'il était impossible de séparer la moindre trace d'impureté radioactive. En conséquence, ils ont attribué l'activité au sel de potassium lui-même, la radioactivité de ce sel étant alors une propriété atomique du potassium métallique.

Dans une note ultérieure[2], Campbell a décrit quelques expériences relatives à la nature du rayonnement émis par les sels de potassium. D'après lui, les rayons émis sont des rayons β de vitesse plus faible que ceux de l'uranium.

Durant ces derniers mois, j'ai entrepris en collaboration avec M. W. T. Kennedy, au laboratoire de Physique de Toronto, une étude complète de la radioactivité d'un grand nombre de sels de potassium et de sels d'autres métaux. Quoique le résultat général de nos expériences confirme la découverte de Campbell et Wood, en ce sens que les sels de potassium possèdent généralement une activité notable et émettent un rayonnement de pénétration relativement considérable, nous pensons contrairement aux conclusions de Campbell et Wood que l'activité des sels de potassium n'est pas une propriété atomique *normale* du potassium.

Les mesures ont été faites en comparant les activités des différents sels, convenablement étalés sur une lame qu'on introduisait dans une chambre d'ionisation de 40 centimètres de longueur, 26 centimètres de côté et 28 centimètres de profondeur. On mesurait le courant de saturation dans l'air au moyen d'un électromètre à quadrants très sensible ; ce courant était pris comme mesure de l'activité des différents sels. L'expérience montre que le courant de saturation augmente avec l'épaisseur de la couche de sel jusqu'à des épaisseurs variant entre 2 et 5 millimètres ; pour des épaisseurs plus grandes, le courant reste constant.

Les recherches ont été faites sur trente spécimens de sels de potassium et trente échantillons de sels d'autres métaux alcalins. Les résultats peuvent être résumés de la façon suivante :

1° Des échantillons de sels de potassium provenant de différentes sources possèdent des activités différentes. Par exemple : deux chlorures de potassium ont donné des activités variant de 40 pour 100 ; dans le cas du cyanure de potassium, les activités ont varié de 5 à 20 pour 100 ; un spécimen de sulfate de potassium n'a présenté qu'une radioactivité très faible.

Toutefois, dans la majorité des cas, les variations observées n'ont pas été aussi fortes ; mais les différences obtenues, lorsqu'on tient compte des variations d'état, de densité, de division du sel, sont si importantes qu'il semble bien que l'activité des sels de potassium n'est pas une propriété atomique *normale* du métal.

2° Le sodium métallique et quelques sels de sodium ne possèdent aucune activité appréciable, mais des échantillons de chlorure de sodium naturels possèdent une activité voisine des sels de potassium. Ce résultat, joint à la faible conductibilité de l'air obtenue dans les expériences d'Elster et Geitel dans une mine, semblent montrer qu'il existe dans l'échantillon considéré une impureté radioactive.

3° Sauf le chlorure d'ammonium qui présente une faible activité, ni les sels de lithium, ni les sels d'ammonium ne manifestent la moindre trace de radioactivité. Un échantillon d'alun de rubidium a donné une activité extrêmement faible, enfin un échantillon de chlorure de cœsium a donné une activité tout juste mesurable[1].

Reçu le 12 mai 1908.

1. Voir *Le Radium*, 3, *Phys. Mag.*, [illegible] 1906, *Le Radium*, 3, 85, 1906, *Camb. Phil. Soc.*, Mai 1906, *Proc. Camb. Phys. Soc.*, 14, 1907.

2. *Proc. Camb. Phys. Soc.*, 14, 1907.

1. M. Norman R. Campbell a publié dans le numéro de *Nature* du 21 mai, une note dans laquelle il fait remarquer qu'on peut en effet admettre que l'activité des sels de potassium est due soit à une impureté particulière, soit à l'élément lui-même. En outre il semble que la concentration de l'activité soit un problème accessible à l'expérience. Depuis un an et demi, M. N. R. Campbell a tenté d'effectuer cette séparation sans résultat. Tous les échantillons du même sel qu'il a pu se procurer ont même activité. Dans l'une de ses expériences, un échantillon de sulfate a subi 22 cristallisations, un échantillon de nitrate en a subi 80. Ces cristallisations n'ont introduit aucune différence dans les propriétés des produits du traitement. Des expériences effectuées sur des sels préparés directement au moyen de cendres de bois ou de dépôts de Steassfurt ont donné des résultats comparables. Il est bon de noter que MM. M. C. Lennan et N. R. Campbell emploient des méthodes de mesure différentes. M. M. C. Lennan place la substance à mesurer à l'intérieur même de la chambre d'ionisation. M. N. R. Campbell mesure le rayonnement au travers d'une feuille d'aluminium. Il est possible que les différences obtenues par les deux expérimentations puissent s'expliquer par ce fait si les substances émettent des rayons fortement absorbables.

Condensateur pour mesures électrostatiques

Par M. MOULIN et Ch. BEAUDOUIN

Laboratoire de physique générale. — Ecole de Physique et de Chimie

Ce condensateur est destiné à servir d'étalon secondaire de capacité dans les mesures de quantités ou de courants. Il peut être employé pour faire l'étalonnage en quantités d'un montage quelconque ou pour compenser la charge à mesurer par une charge induite égale et de signe contraire, l'électromètre étant employé comme appareil de zéro. Pour la mesure des

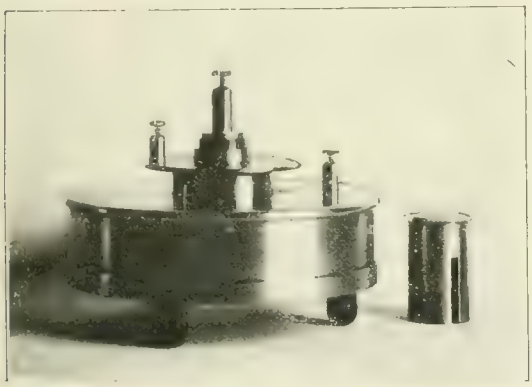


Fig. 1.

faibles courants on peut l'utiliser de manière à opérer par une méthode équivalente à une méthode de zéro. (Voyez *Le Radium* 5 — p. 158.)

La fig. 2 donne une coupe de ce condensateur. L'isolement de l'armature intérieure A est assuré par deux cylindres d'ambroide i, i; la pièce de garde B, B (qui doit être reliée aux écrans protecteurs du conducteur isolé et qui est, par conséquent, au même potentiel que le potentiel initial de A) évite toute pénétration de charge dans les isolants. L'isolement entre la pièce de garde B et l'armature extérieure C est assuré par les rondelles de mica m, m. L'armature extérieure est isolée de la table par trois pieds d'ébonite et peut être portée sans danger à un potentiel élevé.

Un chapeau amovible muni d'une fente pour le passage du fil permet de protéger la borne b de l'armature intérieure. Le fil lui-même se protège très facilement à l'aide de papier d'étain. Une bonne protection de ce fil est nécessaire pour éviter l'influence de l'armature C sur ce fil, ce qui augmenterait la valeur du coefficient d'influence.

Le volume d'air intérieur est aussi réduit que possible; pour un condensateur de 30 unités, il est de

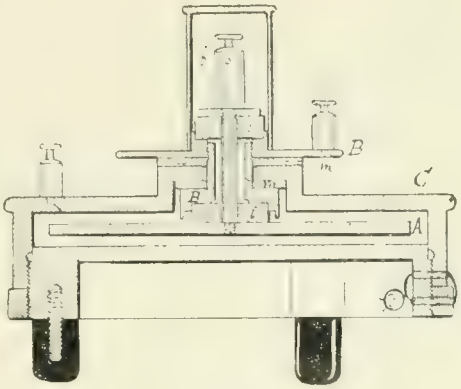


Fig. 2.

l'ordre de 50^{cm^3}; la distance des armatures est d'environ 3 millimètres.

Le coefficient d'influence est réglé par comparaison avec un condensateur absolu à anneau de garde, en verre argenté, à quelques millièmes près.

La valeur de 30 unités électrostatiques a été adoptée comme convenant le mieux en pratique. Si on fait passer le potentiel de l'armature extérieure de la valeur 0 (écrans) à la valeur v, v étant exprimé en volts, on induit sur le conducteur isolé (A, électromètre, etc.), une quantité d'électricité

$$q = \frac{30\,v}{300} = \frac{v}{10}\ \text{U.E.S.}$$

La capacité totale de l'armature intérieure est inférieure à 40 unités, soit une capacité parasite inférieure à 10 unités.

Le mode de construction adopté assure à cet appareil une très grande solidité. A la suite de chocs violents, le coefficient d'influence n'a pas varié, à 2/10 000 près, limite de sensibilité de la mesure[1].

(Reçu le 4 mai 1908.)

1. Cet appareil a été présenté à l'exposition de la Société française de Physique en Avril 1908.

Photomètre à lecture directe[1]

Par Ch. FÉRY

Laboratoire d'Optique. — École de Physique et de Chimie de Paris

De nombreuses tentatives ont été faites pour effectuer les comparaisons photométriques sans le secours de l'œil. Il est malheureusement difficile de trouver un dispositif ayant sa sensibilité dans la même région du spectre que la rétine. Cette remarque explique pourquoi les actions chimiques de la lumière, la variation de résistance électrique du sélénium éclairé, etc., ne peuvent fournir que des résultats erronés.

La mesure de l'énergie totale de la radiation versée par une source lumineuse ne donnerait pas de meilleurs résultats, mais il n'en est plus de même si, par un artifice quelconque, *on ne laisse passer, de chaque radiation élémentaire du faisceau, qu'une quantité proportionnelle à son activité sur la rétine.*

L'absorption devra être complète dans l'ultra-violet et l'infra-rouge, et nulle pour la longueur d'onde de Langley $0^{\mu},54$. Pour les autres radiations, on pourra employer les facteurs d'illumination indiqués par Macé de Lépinay et Nicati[2].

Pour faire cette sélection des radiations inactives sur l'œil, on pourrait disposer, dans le spectre de la source en étude, un écran limitant la hauteur du spectre en chaque point. Cet écran devrait avoir la forme de la courbe de sensibilité rétinienne en fonction de la longueur d'onde.

Plus simplement on peut s'adresser à une cuve absorbante.

Des essais nombreux m'ont montré que la plupart des solutions colorées en vert présentent une absorption insuffisante dans le rouge ou l'infra-rouge.

Au contraire les sels de cuivre, et en particulier l'acétate, constituent des filtres parfaits.

En faisant varier la concentration d'une solution d'acétate de cuivre, on déplace le maximum d'énergie et l'on peut l'amener à coïncider avec $0^{\mu},54$.

A ce moment l'expérience montre qu'il ne passe plus que 0,1 à 0,4 pour 100 (bec Bengel et bec Auer) de l'énergie totale.

Le problème était donc ramené à réaliser un dispositif bolométrique suffisamment sensible pour apprécier encore cette faible énergie, et cependant assez robuste pour trouver place dans la salle d'essais photométriques.

L'expérience m'a montré que l'excellent appareil de M. C.-V. Boys, connu sous le nom de *radio-micromètre*, pouvait être disposé de manière à répondre à ces conditions :

Un cadre cuivre-constantan est suspendu par une lame très mince de bronze phosphoreux dans le champ d'un aimant. Les deux soudures du couple, placées à la même hauteur et côte à côte, sont constituées par deux lames d'argent de $0^{mm},3$ d'épaisseur et ayant

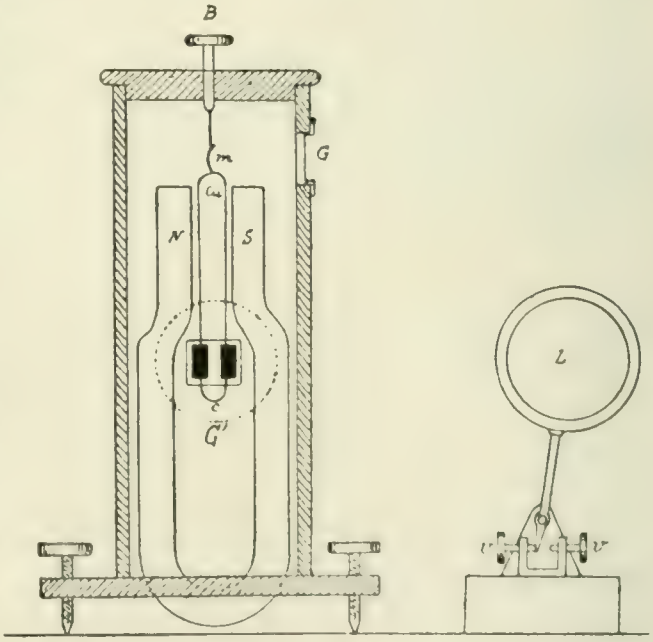


Fig. 1.

$6^{mm} \times 12^{mm}$. L'une des faces de ces lames est noircie au noir de platine et l'autre polie (fig. 1).

Ainsi disposé, le système donne 500 millimètres de déviation sur une échelle placée à 2 mètres, quand une des soudures reçoit 1 bougie-mètre (ceci sans interposition d'aucun milieu autre que l'air entre la source et la soudure).

Pour rendre une sensibilité suffisante à l'appareil muni de sa cuve, une lentille forme, sur l'une des plaquettes, l'image de la source mesurée.

Une commande pneumatique actionnant la lentille à distance permet de faire tomber la radiation filtrée,

1. Appareil présenté à la Société Française de Physique, le 1er mai 1908.

2. *Journal de Physique*, t. 2, p. 64, 1883.

alternativement sur les deux soudures, ce qui annule les déplacements de zéro. Enfin le couvercle de l'appareil est en cuivre rouge très épais, de manière à former une enceinte sensiblement isotherme.

On obtient ainsi 60 millimètres de déviation pour un carcel mètre.

Reçu le 5 mai 1908.

MÉMOIRES TRADUITS

Sur les indications fournies par les récentes recherches en électricité au sujet de la relation entre la matière et l'éther

Par J.-J. THOMSON

[Laboratoire Cavendish — Université de Cambridge.]

Les récentes recherches en électricité ont beaucoup contribué à relier les diverses branches de la physique et je désire appeler votre attention sur quelques conséquences de l'application du principe de l'égalité de l'action et de la réaction (troisième loi du mouvement de Newton) à quelques-unes de ces recherches. D'après cette loi, la quantité de mouvement totale d'un système isolé quelconque, c'est-à-dire d'un système non soumis à l'influence d'autres systèmes, est constante, de sorte que, si quelque partie d'un tel système gagne une certaine quantité de mouvement, une autre partie du système doit perdre une quantité de mouvement égale. Cette loi, qui forme d'ailleurs la base de notre dynamique ordinaire, est étroitement reliée à l'interprétation que nous donnons du grand principe de la conservation de l'énergie, et sa mise en défaut diminuerait beaucoup l'intérêt de ce principe. Suivant ce principe, la somme des énergies potentielle et cinétique est constante ; examinons rapidement comment nous définissons l'énergie cinétique. Les objets placés dans cette salle nous semblent en repos et nous dirons que leur énergie cinétique est nulle, mais, pour un observateur qui serait sur la planète Mars, ces objets ne seraient pas en repos, ils se déplaceraient avec une vitesse considérable, car ils seraient soumis à la vitesse de rotation de la terre autour de son axe et à la vitesse de révolution de la terre autour du soleil ; ainsi l'énergie cinétique serait, pour l'observateur de Mars, très différente de ce qu'elle est pour nous. La question se pose de savoir si le principe de la conservation de l'énergie s'applique pour ces deux manières d'estimer l'énergie cinétique ou s'il dépend du système d'axes particulier que nous employons pour définir la vitesse des corps. On peut facilement montrer que, si le principe de l'égalité de l'action et de la réaction est vrai, la conservation de l'énergie s'applique quels que soient les axes auxquels se rapportent les vitesses, mais que, si l'action et la réaction ne sont pas égales et opposées, ce principe ne s'appliquerait que si les vitesses sont rapportées à un système d'axes particulier.

Le principe de l'action et de la réaction est donc un des fondements de la mécanique, et les propriétés d'un système pour lequel ce principe ne s'appliquerait pas ne pourraient se représenter par aucun modèle mécanique. L'étude de l'électricité nous a toutefois fourni des cas où il semble que l'action n'est pas égale à la réaction. Prenons, par exemple, le cas de deux corps chargés A et B en mouvement rapide ; nous pouvons, d'après les lois de l'électricité, calculer les forces que ces corps exercent l'un sur l'autre et nous trouverons que, sauf dans le cas où ils se meuvent avec la même vitesse et dans la même direction, la force que A exerce sur B n'est pas égale et opposée à celle que B exerce sur A, de sorte que la quantité de mouvement du système formé par A et B ne reste pas constante. Devons-nous conclure de ce résultat que les corps, quand ils sont électrisés, n'obéissent pas à la troisième loi et que, par conséquent, aucune interprétation mécanique des forces produites par de tels corps n'est possible, ce qui nous conduirait à abandonner l'espoir de regarder les phénomènes électriques comme

provenant des propriétés de la matière en mouvement? Heureusement, cela n'est pas nécessaire. Nous pouvons, à la suite d'un précédent bien connu, faire appel à l'existence d'un monde nouveau pour suppléer à l'insuffisance de l'ancien. Nous pouvons supposer qu'aux corps A et B est lié un autre système qui, bien qu'invisible, possède une masse et par conséquent est capable d'acquérir une certaine quantité de mouvement, de sorte que, lorsque la quantité de mouvement du système AB vient à changer, la quantité de mouvement perdue par A qui n'a pas été gagnée par B s'est trouvée emmagasinée par le système invisible avec lequel il est en relation; l'ensemble du système AB et du système invisible forme un système qui obéit aux lois ordinaires de la mécanique et dont la quantité de mouvement reste constante.

Nous nous trouvons en présence d'un système analogue au système formé par deux corps qui se meuvent dans un liquide. La quantité de mouvement ne se conserve, dans le cas général, que si l'on fait intervenir le liquide dans le système. Dans le cas des corps électrisés, nous considérons ces corps comme reliés à un univers invisible.

... Cet univers invisible peut être appelé éther; cet éther doit posséder une masse et pouvoir être mis en mouvement quand des corps électrisés s'y déplacent. Nous sommes ainsi entourés par un univers invisible avec lequel nous pouvons entrer en contact par l'intermédiaire des corps électrisés; la possibilité de sa mise en mouvement par des corps non chargés est une question qui n'est pas résolue d'une manière décisive.

Occupons-nous seulement, pour le moment, du cas des corps électrisés; le fait que, lorsqu'ils se meuvent, ils ont à mettre en mouvement une certaine partie de l'éther qui doit affecter leur masse apparente, exactement pour la même raison que la masse apparente d'un corps est plus grande quand il est immergé dans l'eau que lorsqu'il est dans le vide; quand nous déplaçons un corps dans l'eau, nous avons à mettre en mouvement non seulement le corps lui-même mais aussi une partie de l'eau qui l'entoure et, dans certains cas, l'accroissement apparent de la masse du corps, dû à cette cause, peut être beaucoup plus grand que la masse du corps lui-même; c'est le cas, par exemple, des bulles d'air dans l'eau, ces bulles d'air se comportant comme si leur masse était plusieurs centaines de fois plus grande que la masse d'air qu'elles contiennent. Dans le cas des corps électrisés, nous pouvons nous faire une image de leur lien avec l'éther qui les entoure en supposant qu'il est établi de la manière suivante: nous pouvons supposer que les lignes de force qui, partant des corps chargés, traversent l'éther, s'agrippent, pour ainsi dire, à une partie de cet éther et l'entraînent avec elles pendant leur mouvement. Les lois de l'électricité nous permettent de calculer la masse de l'éther entraînée par ces lignes de force en tout point de l'espace qu'elles traversent. Le résultat de ce calcul peut s'exprimer d'une manière très simple. Faraday et Maxwell nous ont appris à regarder l'énergie potentielle d'un système électrisé comme résidant dans l'espace qui entoure ce système et non dans le système lui-même, chaque portion de l'espace possédant une quantité d'énergie pour laquelle Maxwell a donné une expression très simple. Il est remarquable que, si nous calculons la masse de l'éther attachée aux lignes de force électrique, dans quelque région de l'espace entourant les corps électrisés, nous trouvons que cette masse est exactement proportionnelle à l'énergie potentielle de cette région et est donnée par cette règle que, si cette masse se déplaçait avec la vitesse de la lumière, l'énergie cinétique qu'elle posséderait serait égale à l'énergie électrostatique de la région de l'espace considérée. Ainsi, la masse totale de l'éther entraînée par un système électrisé est proportionnelle à l'énergie potentielle de ce système. Puisque l'éther est mis en mouvement par le déplacement latéral des lignes de force et non par leur déplacement longitudinal, la masse réelle de l'éther mis en mouvement par les corps électrisés serait un peu plus petite que celle qui est donnée par la règle précédente, sauf dans le cas spécial où toutes les lignes de force se meuvent transversalement. La légère correction qui résulte de ce glissement des lignes de force à travers l'éther ne modifie pas le caractère général de l'effet et, dans ce qui suit, pour aller plus vite, je considérerai la masse de l'éther mise en mouvement par un système électrisé comme proportionnelle à l'énergie potentielle de ce système. Le corps électrisé est alors accompagné d'un corps éthéré ou astral qu'il transporte avec lui dans son mouvement et qui accroît sa masse apparente.

On peut s'attendre à ce que ce fragment de l'univers invisible transporté par les corps chargés en mouvement ait des propriétés très différentes de celles de la matière ordinaire; il doit naturellement défier l'analyse chimique et probablement il ne doit pas être soumis à la gravitation. Le problème est alors très intéressant de chercher quelque cas dans lequel la masse éthérée est une fraction appréciable de la masse totale et de comparer les propriétés d'un tel corps avec celles d'un corps dont la masse éthérée est insignifiante.

Dans un système chargé ordinaire, tel que des sphères ou des bouteilles de Leyde chargées, un calcul approximatif est suffisant pour montrer que la masse de l'éther entraînée est insignifiante par rapport à la masse totale. Au lieu de considérer des corps de dimensions appréciables, prenons les atomes dont ces corps sont constitués, en supposant, comme cela semble probable, que ce sont des systèmes électriques et que les forces qu'ils exercent sont d'origine électrique. La chaleur dégagée, quand les atomes des dit-

férents éléments se combinent, sera égale à la diminution de l'énergie potentielle électrostatique mutuelle et par conséquent, d'après ce que nous avons dit, donnera une mesure de la diminution de la masse d'éther liée aux atomes; dans cette manière de voir, la diminution de la masse éthérée serait telle que, pour une vitesse égale à celle de la lumière, elle posséderait une énergie cinétique égale à l'équivalent mécanique de la chaleur dégagée par la combinaison. Comme exemple, prenons le cas de l'une des combinaisons chimiques qui, entre toutes, dégage le plus de chaleur, celle de l'hydrogène et de l'oxygène. La combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène dégage, par gramme d'eau formée, 4000 calories ou $16{,}8 \times 10^{10}$ ergs; la masse qui, se déplaçant avec la vitesse de la lumière, c'est-à-dire 3×10^{10} centimètres par seconde, posséderait cette énergie est de $3{,}7\ 10^{-10}$ grammes et cette masse représente la diminution de la masse éthérée qui se produit quand de l'oxygène et de l'hydrogène se combinent pour former un gramme d'eau; comme cette diminution n'est que de 1 pour 3000 millions de la masse totale, elle sera toujours inaccessible à l'expérience et nous pouvons conclure que nous ne pourrons déceler cette variation dans le cas ordinaire des combinaisons chimiques. Le cas des substances radioactives semble devoir donner plus d'espoir, car la quantité de chaleur libérée par le radium dans ses transformations est énormément plus grande, à poids égal, que la chaleur libérée par les éléments chimiques ordinaires qui entrent en combinaison. Ainsi, le professeur Rutherford estime qu'un gramme de radium émet pendant sa vie une énergie égale à $6{,}17 \times 10^{16}$ ergs; si cette énergie provient de l'énergie potentielle électrique de l'atome de radium, les atomes contenus dans un gramme de radium possèdent au moins cette énergie potentielle et doivent être associés à une masse éthérée comprise entre un huitième et un septième de milligramme, car cette masse se déplaçant avec la vitesse de la lumière aurait une énergie cinétique de $6{,}7 \times 10^{16}$ ergs. De là, nous pouvons conclure que, pour chaque gramme de radium, au moins $\frac{1}{8}$ de milligramme, c'est-à-dire $\frac{1}{8000}$ de la masse, doit être dans l'éther. Des considérations de cette nature m'ont conduit, il y a quelque temps, à faire des expériences sur le radium pour voir si je pouvais obtenir quelque preuve qu'une partie de la masse soit de nature anormale. La meilleure méthode, à mon avis, était de rechercher si le rapport de la masse au poids est le même pour le radium que pour les substances ordinaires. Si la portion de la masse du radium qui se trouve dans l'éther était dénuée de poids, un gramme de radium pèserait moins qu'un gramme d'une substance qui n'a pas une aussi grande proportion de sa masse dans l'éther.

Le rapport de la masse au poids peut s'obtenir avec une grande précision en mesurant la durée d'oscillation d'un pendule. J'ai donc construit un pendule avec une masse en radium, que j'ai fait osciller dans le vide et dont j'ai déterminé la durée d'oscillation, pour voir si elle était la même que celle d'un pendule de même longueur dont la masse était en laiton ou en fer. Malheureusement, on ne peut obtenir de radium en grande quantité, de sorte que le pendule de radium était très léger et ne pouvait osciller aussi longtemps qu'un pendule plus lourd; ceci rend impossibles des déterminations très précises de la durée d'oscillation, mais j'ai pu montrer que, à un trois millième près, la durée d'oscillation était la même que celle d'un pendule de même dimension construit en laiton ou en fer. La plus petite différence à laquelle nous pouvons nous attendre, d'après la théorie, est de 1 pour 8000, de sorte que cette expérience montre que, s'il existe quelque anomalie dans le rapport de la masse au poids pour le radium, elle ne doit pas dépasser celle qui a été calculée d'après la chaleur dégagée par le radium pendant sa transformation. Avec de plus grands pendules, la valeur du rapport de la masse au poids peut se déterminer avec une précision beaucoup plus grande que 1 pour 8000; par exemple, Bessel, il y a trois quarts de siècle, a montré que ce rapport était le même pour l'ivoire et pour le laiton avec une précision d'au moins 1 pour 100 000; et, avec de sappareils établis spécialement pour cette étude, on pourrait même atteindre une précision plus grande. Lorsque j'ai réalisé l'expérience avec le pendule de radium, la relation étroite, qui existe entre les quantités d'uranium et de radium dans les minéraux radioactifs, n'avait pas encore été découverte; cette relation rend extrêmement probable que le radium est produit par l'uranium et que ce dernier métal possède, à poids égal, une énergie potentielle électrique plus grande que le radium et, par conséquent, que la proportion de sa masse qui se trouve dans l'éther est plus grande. Ceci conduit à la conclusion que la substance la plus convenable pour l'expérience du pendule est l'uranium plutôt que le radium, surtout parce que l'uranium peut s'obtenir en quantités suffisamment grandes, pour permettre de construire un pendule de dimensions telles, qu'on puisse obtenir les résultats les plus précis; il ne serait pas, je crois, impossible de déterminer le rapport de la masse au poids pour l'uranium avec une précision de 1 pour 250 000.

Bien que nous n'ayons encore pu obtenir une preuve expérimentale directe de l'existence d'une partie de la masse dans l'éther par cette méthode, nous sommes dans une position plus heureuse au point de vue d'un phénomène qui lui est étroitement lié, c'est-à-dire de l'effet de la vitesse d'un corps sur sa masse apparente. Nous avons vu que la masse de l'éther entraînée par

un système électrisé est proportionnelle à l'énergie potentielle électrique de ce système. Considérons maintenant le système électrique le plus simple que nous puissions trouver : une charge électrique concentrée sur une petite sphère. Quand la sphère est au repos, les lignes de force électrique sont distribuées uniformément dans toutes les directions autour de la sphère. Quand les lignes sont ainsi disposées, l'énergie potentielle est plus petite que pour toute autre distribution possible de ces lignes. Supposons maintenant que la sphère soit mise en mouvement rapide, les lignes de force électrique ont tendance à se placer d'elles-mêmes à angle droit de la direction de leur mouvement, elles tendent à quitter l'avant et l'arrière de la sphère et à se resserrer au milieu. L'énergie potentielle électrique augmente par suite de cette modification et, puisque la masse d'éther entraînée par les lignes de force électriques est proportionnelle à cette énergie, cette masse sera plus grande que lorsque la sphère est au repos. La différence est très petite à moins que la vitesse n'approche de la vitesse de la lumière, mais, dans ce cas, l'augmentation de la masse est très grande. Kaufman a pu démontrer l'existence de cet effet pour les particules β émises par le radium, qui sont des particules chargées négativement, projetées sous de grandes vitesses par le radium; la vitesse des plus rapides n'est inférieure que de quelques centièmes à la vitesse de la lumière, et d'autres se meuvent beaucoup moins rapidement. Kaufman a déterminé les masses des différentes particules et a trouvé que plus grande est la vitesse, plus grande est la masse, la masse des particules les plus rapides étant d'au moins trois fois celle des plus lentes. Ces expériences conduisent aussi à ce résultat très intéressant que la totalité de la masse de ces particules est due à la charge électrique qu'elles transportent. D'après l'idée que nous sommes en train de discuter, cela signifie que la totalité de la masse de ces particules est due à l'éther agrippé par leurs lignes de force.

Si les lignes de force électrique agrippent l'éther, puisque les ondes lumineuses, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, sont des ondes de force électrique se propageant avec la vitesse de 186000 milles par seconde, et que les lignes de force électrique transportent avec elles une portion d'éther, une onde de lumière sera accompagnée par le mouvement d'une portion de l'éther dans la direction suivant laquelle la lumière se propage. Cette masse peut se calculer facilement par la règle que, si elle se déplaçait avec la vitesse de la lumière, elle posséderait une énergie cinétique égale à l'énergie potentielle électrostatique dans la lumière; comme l'énergie électrostatique est la moitié de l'énergie de l'onde lumineuse, il s'ensuit que la masse de l'éther en mouvement par unité de volume est égale à l'énergie lumineuse présente dans ce volume divisée par le carré de la vitesse de la lumière. Ainsi quand un corps radie, une partie de la masse de l'éther qui y est agrippée est transportée à l'extérieur par la radiation; cette masse est en général excessivement petite; par exemple, nous trouvons, par application de la règle que nous venons de donner, que la masse émise par chaque centimètre carré de surface d'un corps à la température du soleil n'est que de 1 milligramme par an. Nous devons nous attendre à ce que, lorsqu'une portion de l'éther retenue autour d'un corps par ses lignes de force est transportée au loin par la radiation, d'autres portions d'éther non reliées au corps viennent prendre sa place. Ainsi, par suite de la radiation émise par tous les corps, l'éther qui les entoure sera mis en mouvement tout à fait comme si une série de sources positives ou négatives de flux d'éther étaient distribuées autour de ces corps.

Bien que la masse réelle de l'éther qui se propage avec une onde lumineuse soit excessivement petite, sa vitesse est cependant si grande, étant celle de la lumière, que même une très petite masse possède une quantité de mouvement appréciable. Quand la lumière est absorbée à son passage à travers un milieu imparfaitement transparent, la quantité de mouvement correspondante sera également absorbée et sera communiquée au milieu qui tendra à se mouvoir dans la direction suivant laquelle la lumière se propage; la lumière semblera ainsi exercer une pression sur le milieu; cette pression, que l'on appelle la pression de radiation, a été décelée et mesurée par Lebedew, Nichols et Hull et Poynting. Tous les phénomènes associés avec cette pression peuvent s'interpréter d'une manière très simple par cette idée que la lumière possède une quantité de mouvement dans la direction de sa propagation. L'existence d'une quantité de mouvement pour la radiation, en supposant que la lumière est un phénomène électrique, a été déduite de considérations quelque peu abstraites. D'après l'ancienne théorie Newtonienne de l'émission, il est évident *a priori* que cette quantité de mouvement doit exister puisque c'est précisément elle qui constitue la lumière. Il est remarquable que les récentes recherches ont montré que beaucoup de propriétés de la lumière, qui peuvent sembler particulières aux théories analogues à celles de l'émission, seraient également possédées par la lumière considérée comme un phénomène électrique. Il y a une conséquence de la théorie de l'émission, à laquelle je voudrais faire brièvement allusion, parce que je la crois plus en accord avec les propriétés réelles de la lumière que l'idée à laquelle nous conduit la théorie électromagnétique dans la forme sous laquelle elle est habituellement présentée. Les agents actifs dans la théorie de l'émission sont de très petites particules, un rayon de lumière consiste en un essaim

de telles particules, le volume occupé par ces particules n'étant qu'une très petite fraction du volume à travers lequel elles sont distribuées. Le front d'une onde de lumière serait constitué, d'après cette idée, d'une multitude de petites taches brillantes éparpillées sur un fond sombre; le front de l'onde serait poreux et aurait une structure.

Dans la théorie électrique de la lumière telle qu'on la donne habituellement, on suppose implicitement que le champ électrique est partout uniforme sur le front de l'onde, qu'il n'y a aucun espace vacant et que le front de l'onde n'a aucune structure. Cela ne fait pas partie nécessairement de la théorie électrique et je pense que nous avons des preuves que le front de l'onde est, en réalité, beaucoup plus près de ressembler à une série de taches brillantes sur un fond sombre qu'à une surface uniformément éclairée. Je vais mentionner une de ces preuves. Si un faisceau de lumière, spécialement de lumière ultraviolette, tombe sur une surface métallique, des corpuscules chargés négativement sont émis par la surface; mais si nous mesurons, comme nous pouvons le faire, le nombre de ces corpuscules, nous trouvons qu'il n'y a qu'une fraction insignifiante du nombre de molécules traversées par le front de l'onde qui en ait émis. Si le front de l'onde était continu, toutes les molécules du métal exposé à la lumière auraient été dans les mêmes conditions, et bien que, de même que les molécules d'un gaz, ces molécules doivent posséder des énergies cinétiques très différentes, la différence des énergies cinétiques ne serait pas suffisante pour rendre compte de l'écart considérable entre le nombre de molécules rencontrées par la lumière et le nombre de molécules qui émettent les corpuscules. Cet écart se comprendra facilement si nous supposons que le front de l'onde n'est pas continu mais plein de trous, de sorte qu'un petit nombre seulement de molécules seront soumises à l'influence du champ électrique de la lumière. Nous pouvons supposer que la lumière consiste en petites pulsations et ondes transversales se propageant le long de lignes de force électrique séparées, disséminées dans l'éther, et que la diminution de l'intensité de la lumière, qui a été émise par une source et qui se propage vers l'extérieur, est due moins à l'affaiblissement des pulsations individuelles qu'à leur plus grande distance mutuelle, précisément comme dans la théorie de l'émission où l'énergie des particules individuelles ne diminue pas quand la lumière se propage, la diminution de l'intensité de la lumière étant due à l'éparpillement des particules.

L'idée que les corps sont reliés par l'intermédiaire des lignes de force à des masses d'éther invisibles a un grand intérêt au point de vue de l'origine des forces et de la nature de l'énergie potentielle. Dans les méthodes de la dynamique, un système est regardé comme possédant une énergie cinétique qui dépend uniquement des vitesses de ses différentes parties et une énergie potentielle qui dépend des positions relatives de ces différentes parties. L'énergie potentielle peut être de différents types; ainsi nous pouvons avoir une énergie potentielle de gravitation et une énergie potentielle due à des ressorts tendus ou à des systèmes électrisés, et nous avons des règles qui nous permettent de calculer la valeur de ces énergies potentielles correspondant à une configuration donnée du système. Quand nous connaissons la valeur de l'énergie potentielle, la méthode connue « des équations de Lagrange » nous permet de connaître la manière dont va se comporter le système. Comme procédé de calcul et de recherche, cet emploi de l'énergie potentielle est d'un usage admirable qui ne sera vraisemblablement pas surpassé; mais, si on l'envisage au point de vue philosophique, la conception de l'énergie potentielle est beaucoup moins satisfaisante et a une base différente de celle de l'énergie cinétique. Quand nous reconnaissons l'énergie comme cinétique, nous sentons que nous savons à quoi elle correspond; quand nous parlons d'énergie potentielle, nous sentons que nous n'en connaissons que très peu de chose, et, si l'on peut objecter qu'au point de vue pratique cela n'a aucune importance, cela ne satisfait pas l'esprit humain.

Prenons une analogie commerciale et comparons l'énergie cinétique à l'argent actuellement en caisse et l'énergie potentielle à l'argent placé à notre crédit dans une banque en supposant qu'un tel état de choses existe que, lorsqu'un homme perd un souverain de sa poche, ce souverain est invariablement recueilli sans qu'il sache comment et placé dans une banque inconnue de lui, mais d'où il pourra toujours lui revenir sans perte ni gain. Bien que la connaissance de ce fait soit suffisante pour un but commercial, il est cependant difficile de supposer que le plus utilitaire et le plus « matter-of-fact » des hommes puisse s'empêcher de se demander où se trouve son argent quand il n'est pas dans sa poche et de chercher à pénétrer le mystère qui enveloppe le transfert du souverain dans un sens ou dans l'autre. Eh bien, il en est de même du physicien et de la conception des différentes formes de l'énergie potentielle; il sent que cette conception n'est pas simple et se pose la question de savoir s'il est nécessaire de supposer que ces formes de l'énergie sont toutes différentes; l'énergie ne peut-elle pas être toujours d'une seule espèce : cinétique? La transformation de l'énergie cinétique dans les différentes formes d'énergie potentielle ne peut-elle pas être simplement un transfert d'énergie cinétique d'une partie du système qui agit sur nos sens, dans une autre partie qui leur échappe, de sorte que ce que nous appelons énergie potentielle est en réalité l'énergie cinétique de portions de l'éther en relation cinématique avec le système matériel? Illustrons ceci

par un exemple simple. Prenons un corps A et lançons-le dans une région où aucune force n'agisse sur lui ; il se déplacera avec une vitesse uniforme suivant une ligne droite. Supposons maintenant qu'on fixe rigidement à A un autre corps B et qu'on le lance de nouveau. A ne se déplacera plus ni en ligne droite ni avec une vitesse uniforme; au contraire, il pourra décrire une grande variété de courbes, cercles, trochoïdes, etc., ces courbes dépendant de la vitesse de B au moment où A est lancé. Maintenant, si B et le lien qui le relie à A sont invisibles, de sorte que tout ce que nous pouvons observer soit le mouvement de A, nous attribuerons la déviation de A de la trajectoire rectiligne à l'action d'une force et les changements de son énergie cinétique à des changements de l'énergie potentielle du corps A quand il passe d'une position à une autre. Ceci résulte de ce que nous regardons A comme faisant seul partie du système en observation, alors que A n'est en réalité qu'une partie d'un système plus complexe; quand nous considérons la totalité du système, nous voyons qu'il se comporte comme s'il n'était soumis à aucune force extérieure et que son énergie cinétique reste constante. Ce que dans le premier cas nous regardions comme l'énergie potentielle de A sera, à un point de vue plus général, l'énergie cinétique du système B. Il y a déjà quelques années, j'ai montré que les effets des forces et l'existence de l'énergie potentielle peuvent être regardés comme provenant d'un lien entre le système considéré avec des systèmes secondaires dont l'énergie cinétique est l'énergie potentielle du premier, le système complet ne possédant aucune autre espèce d'énergie que l'énergie cinétique de ses constituants; une idée analogue est à la base du système de mécanique de Herz[1]....

Le résultat signalé plus haut que l'énergie potentielle d'un système chargé est égale à l'énergie cinétique qu'aurait la masse de l'éther liée au système, si elle se déplaçait avec la vitesse de la lumière, est un autre exemple d'une énergie potentielle qui est en réalité l'énergie cinétique d'un système associé; en fait, comme j'ai essayé de le montrer, l'étude des problèmes auxquels nous sommes conduits par les récentes recherches nous amène à la conclusion que les systèmes matériels ordinaires doivent être reliés à des systèmes invisibles qui possèdent une masse chaque fois que ces systèmes matériels contiennent des charges électriques. Si nous considérons toute matière comme satisfaisant à cette condition, nous sommes conduits à cette conclusion que l'univers invisible — l'éther — est dans une large mesure l'atelier de l'univers matériel et que les phénomènes de la nature, tels que nous les voyons, sont en quelque sorte les tissus fabriqués sur les métiers de cet univers invisible.

(Traduit de l'anglais par M. Morris. — Reçu le 8 mai 1908.)

1. Suivent deux autres exemples mécaniques.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Sur les variations irrégulières du rayonnement radioactif et sur une méthode de détermination de la quantité élémentaire d'électricité. — Edgar Meyer et Erich Regener (*Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, 10, 1, 1908). — E. von Schweidler présenta au Congrès de radiologie de Liège (1905) un travail théorique sur les variations irrégulières de la radioactivité. En appliquant le calcul des probabilités à la décomposition des atomes, il trouva que, lorsque la quantité de substance radioactive étudiée n'est pas trop grande, le nombre des atomes qui se détruisent à chaque instant n'est pas constant, mais varie d'une façon irrégulière. L'activité de la substance est donc soumise à des fluctuations, et les valeurs mesurées à chaque instant sont réparties au hasard suivant la loi des erreurs accidentelles autour de l'activité normale moyenne obtenue par la formule $n = N e^{-t/\tau}$, τ étant la constante de temps de la substance, N le nombre initial des atomes radioactifs, n leur nombre au bout du temps t. Le calcul montre que la différence moyenne ε, pendant un temps donné θ, entre l'activité mesurée par l'intensité du courant de saturation et l'activité normale moyenne, ne dépend que du nombre Z des atomes qui se décomposeraient pendant le même temps si l'activité restait constamment normale. Si on exprime ε en fonctions de la valeur normale de l'activité on a :

$$(1) \qquad \varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Z}}.$$

Cette formule fut d'abord soumise au contrôle de l'expérience par Fritz Kohlrausch[1], mais d'une façon insuffisante. Les auteurs cherchèrent à faire des expériences plus précises et plus complètes.

Le dispositif est représenté sur la figure 1. Une plaque de cuivre P, recouverte de polonium, est placée devant une électrode hémisphérique C de 15 centimètres de diamètre de façon que tous les rayons émis par la substance soient

1. *Wien. Ber.*, 115, 675, 1906.

absorbés par l'air avant d'arriver à l'électrode. On produit le courant de saturation entre la lame radioactive chargée

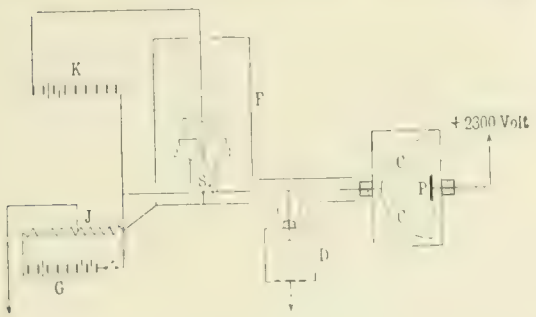


Fig. 1.

à + 2300 volts et l'électrode qui est reliée d'une part à la terre par l'intermédiaire d'une résistance à air ionisé D, d'après Bronson[1] (une électrode isolée placée dans une boîte cylindrique en métal, au fond de laquelle se trouve du polonium) et, d'autre part, avec la paire de quadrants 1 d'un électromètre Dolezalek sensible (2m. par volt) F. La résistance de Bronson utilisée se comportait sensiblement comme une résistance ohmique, de sorte que l'intensité du courant était proportionnelle au potentiel de l'électrode. Comme il ne s'agit que de mesurer les variations irrégulières du courant de saturation, on ramène l'électromètre au voisinage du zéro en portant la paire de quadrants 2 à un potentiel sensiblement égal au potentiel moyen de 1 (50 volts environ), au moyen de la batterie d'accumulateurs G et de la résistance J. Étant donnée la grande sensibilité de l'électromètre, cette méthode permet de déceler des variations du courant de saturation de 0.001 pour 100 de sa valeur. La figure 2 montre un exemple des courbes qui donnent la déviation de l'électromètre en fonction du temps.

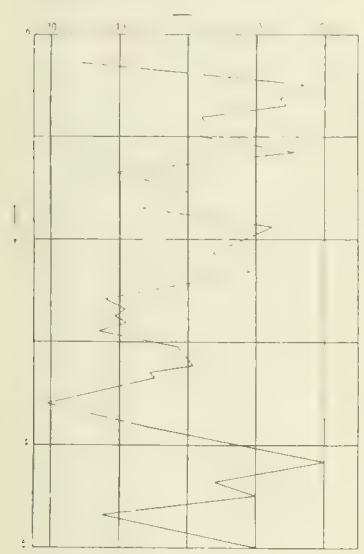


Fig. 2.

Pour calculer $\bar{\varepsilon}$, on mesure les déviations Δ de n points d'inflexion de la courbe, et l'on pose d'après la formule des moindres carrés :

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{Z\delta^2}{n-1}}.$$

En multipliant ε par la sensibilité de l'électromètre et en le divisant par le potentiel de compensation des quadrants 2, on obtient la variation relative moyenne de l'activité de la substance, $\bar{\varepsilon}$, telle qu'on l'a définie plus haut. Le temps δ correspondant à ce nombre $\bar{\varepsilon}$ est non pas la durée totale de l'expérience, mais seulement le temps pour lequel l'aiguille de l'électromètre intègre, par suite de son inertie, les fluctuations de l'activité ; on fait en somme n expériences d'une durée δ pendant lesquelles l'électromètre prend automatiquement la moyenne. Ce temps δ est mal connu. Sans donner de discussion approfondie du mouvement de l'aiguille, les auteurs disent simplement que, si l'on prend un électromètre apériodique, δ est certainement inférieur à la durée d'oscillation de l'aiguille (67 sec.) et voisin de ce nombre. En première approximation on peut poser $\delta = 67$ sec.

D'autre part, le nombre Z est donné par l'intensité du courant de saturation i, sachant qu'une particule α du polonium produit pendant son parcours 94 000 ions de chaque signe (Rutherford).

On a $Z = \frac{i\,\delta}{94\,000.\,e}$, e étant la charge d'un ion.

La formule (1) devient

$$(2) \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{94\,000.\,5.4.\,10^{10}}}{\sqrt{i.\,\delta}} = \frac{5{,}66 \times 10^{-5}}{\sqrt{i\delta}}.$$

On fait varier i en ouvrant plus ou moins un diaphragme placé devant la matière active.

La courbe I de la figure 3 montre que la variation relative moyenne de l'activité décroît quand le courant de saturation augmente. Pour une série de 7 mesures $\bar{\varepsilon}\sqrt{i}$ varie entre 25,6. 10^{-2} et 35,1. 10^{-2}, c'est-à-dire reste très sensiblement constant, comme le veut la formule de Schweidler ; les divergences s'expliquent aisément par les erreurs d'expérience.

Fig. 3. — Abscisses : courant en U. E. S.

Ordonnées : { A droite : variations relatives en pour cent (courbe I)
{ A gauche : variations absolues en U. E. S. (courbe II).

D'autre part, la courbe II montre que les fluctuations deviennent d'autant plus grandes, en valeur absolue, que le rayonnement devient plus considérable. Le phénomène semble donc bien lié à l'activité de la substance et ne peut pas s'expliquer par des causes extérieures. Enfin les variations de la résistance de Bronson sont négligeables, car les potentiels auxquels elle est soumise sont très loin de ceux qui produiraient la saturation.

Le tableau suivant, correspondant à une série de mesures faites avec un électromètre apériodique, donne une comparaison quantitative de la théorie et de l'expérience.

i en U. E. S.	$\bar{\varepsilon}$ observé	$\bar{\varepsilon}$ $\frac{5{,}66.10^{-5}}{\sqrt{i\delta}}$
0,45	0,144	0,105
0,84	0,115	0,075
1,57	0,087	0,059
2,02	0,076	0,049

1. Bronson, *Phil. Mag.*, (1) 11-145-1906.

L'accord est très satisfaisant, surtout si l'on considère que le temps δ a été probablement choisi trop grand.

La formule [illegible] $\frac{5}{9}\frac{7}{1000}$. Les expériences permettent donc de calculer la charge d'un ion gazeux. On trouve [illegible] $1,5\ 10^{-10}$. Thomson trouve $5,4\ 10^{-10}$. L'un des auteurs se propose de reprendre les expériences d'une façon précise, de manière à obtenir e avec une plus grande approximation.

E. Bauer.

Nomenclature dans la série du thorium. Un produit intermédiaire de courte existence entre le mésothorium et le radiothorium. — Otto Hahn (*Phys. Zeitschr.*, **8**-245-246-1908-A). — L'auteur propose d'appeler thorium 1, thorium 2, thorium 3 les corps qu'il désignait jusqu'ici sous le nom de mésothorium, mésothorium 2 [illegible] et radiothorium. Le mésothorium 2 ou thorium 2 est un corps nouveau que M. Hahn vient de découvrir dans ses préparations de mésothorium (thorium 1). Le thorium 1 est inactif et de longue durée; il donne par désintégration le thorium 2 qui émet des rayons β et dont la période est de 6,20 heures. Ce corps ne peut s'isoler convenablement que si l'on part d'une solution de mésothorium déjà très pure. Le réactif le plus efficace est le chlorure de zirconium en solution ammoniacale : le thorium 2 est précipité avec la zircone. Avec des préparations très pures, M. Hahn obtient des courbes de désactivation ou de reprise d'activité parfaitement exponentielles; si l'on n'évite pas la présence du thorium C, les rayons β de ce dernier viennent se superposer à ceux du thorium 2, mais la plupart du temps leur influence initiale est négligeable. On n'en saurait dire autant des rayons α du radiothorium et de ses produits qui arriveraient à masquer ceux du thorium 2 si l'on ne pouvait montrer rigoureusement que le thorium 2 n'émet aucun rayon α. Comme moyenne de 7 mesures concordantes, la constante de temps du thorium 2 a été trouvée égale à 6,20 heures. Bien qu'il n'en ait pas encore la preuve absolue, M. Hahn considère comme très vraisemblable que les thorium 1, 2 et 3 sont dans un lien de filiation directe.

Léon Bloch.

La distribution dans le champ électrique des dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium. — Sidney Russ (*Phil. Mag.*, **15**-601-614-1908). — L'auteur a étudié l'activation de tiges neutres ou chargées soit négativement soit positivement, à différentes pressions, pour une même durée d'exposition.

L'activité recueillie par la cathode dans l'air commence à diminuer quand la pression tombe à environ 10 centimètres de mercure, elle diminue ensuite de plus en plus vite à mesure que la pression diminue. L'activité recueillie par une tige neutre décroît quand la pression diminue jusqu'à 1 centimètre de mercure, puis augmente très légèrement au-dessous. Au contraire, l'activité recueillie par une anode, d'abord beaucoup plus petite que l'activité recueillie par la tige neutre, augmente quand la pression devient inférieure à 10 centimètres et, au-dessous de 1 millimètre, la courbe se confond avec la courbe obtenue pour la tige neutre.

Le professeur Rutherford ayant suggéré que la diminution observée pour la cathode provient de ce que l'atome de radium A prend une vitesse inverse de celle de la particule α qui vient de s'en séparer et ne subit d'action de la part des champs faibles que s'il a été arrêté par des molécules du gaz, l'auteur a cherché comment varie l'activité recueillie dans différents gaz. Pour une pression donnée, inférieure au millimètre, l'activité recueillie par la cathode est plus différente de l'activité recueillie par l'anode dans SO^2 que dans l'air ; dans l'hydrogène, les quantités recueillies sont très peu différentes.

L'actinium a présenté une particularité. Dans le dispositif d'abord employé, on activait simultanément deux fils fonctionnant comme cathode et comme anode, placés à quelques centimètres de la substance, et le rapport de l'activité de la cathode à celle de l'anode qui était égal à 2 pour la pression atmosphérique devenait égal à 22 pour 2 millimètres de pression, l'augmentation étant toujours due à une augmentation d'activité de la cathode.

Dans des expériences ultérieures, l'auteur a employé un dispositif lui permettant de faire varier la distance des électrodes à la substance. Le rapport des activités qui est de 5 à la distance de 4 centimètres augmente rapidement quand on se rapproche de la substance et devient supérieur à 100 à 2 millimètres.

La conclusion de l'auteur est que quelques-uns des atomes d'activité induits peuvent se charger négativement en recueillant les ions négatifs du gaz dans lequel ils se meuvent. Dans le cas de l'actinium, le signe de la charge des particules de l'activité induite serait fonction de la distance qu'elles ont à traverser dans le gaz avant d'atteindre les électrodes.

M. Moulin.

La présence des poussières est-elle nécessaire pour le dépôt de la radioactivité induite sous l'effet de l'effluve électrique? — G Martinelli (*Il Nuovo Cimento*, **15**-182-1908-A). — Sella a découvert que l'effluve électrique facilite considérablement le dépôt de la radioactivité induite du thorium sur une lame métallique en vase clos. Cet effet est-il indépendant de la présence des poussières dans l'air ou, comme le pense Miss Brooks, l'effluve n'agit-elle qu'en précipitant sur la lame métallique les poussières de toute nature qui se sont activées au contact de l'émanation? Pour décider la question, M. Martinelli fait éclater l'effluve dans une grande cloche de verre contenant une préparation de thorium ou de radium. A côté de la préparation se trouvent deux lames métalliques, dont l'une peut recevoir l'effluve créée par une bobine d'induction, et dont l'autre sert de témoin, pour comparer l'activité induite par l'effluve avec l'activité induite par simple diffusion. On peut faire passer dans la cloche soit un courant d'air renfermant des poussières, soit un courant d'air soigneusement filtré par barbotage à travers des flacons laveurs et passage à travers des tampons de coton serrés. Cet air peut être également filtré électriquement par action d'une effluve auxiliaire. Les deux lames sont étudiées après activation au moyen d'un électromètre Dolezalek sensible.

Le résultat des expériences est le suivant : L'activation en présence de l'effluve a lieu même dans l'air filtré. La présence des poussières n'est donc pas nécessaire à la production du phénomène constaté par Sella. L'effet accélérateur de l'effluve par rapport à la simple diffusion peut varier du simple au quadruple selon le temps pendant lequel a circulé le courant d'air filtré et le temps qu'a duré l'exposition. Il reste néanmoins que la présence des poussières augmente notablement l'intensité du phénomène d'activation sous l'effluve électrique. Par contre, la présence des poussières diminue l'activation par simple diffusion.

Léon Bloch.

Sur la présence du radium D, E, F dans le plomb ordinaire — J Elster et H. Geitel (*Phys. Zeitsch.*, — **9**-289-1908, — A). — Les auteurs exposent d'une façon complète les résultats qu'ils se sont contentés d'indiquer succinctement au Congrès de Dresde.

D'abord ils sont arrivés par un traitement nouveau à concentrer l'activité du plomb d'une façon bien plus efficace qu'ils n'avaient fait jusqu'ici. On opère sur 1 ou 2 kilos de plomb de commerce qu'on traite comme pour extraction du bismuth (dissolution de l'acétate dans l'eau, précipitations successives par l'acide sulfurique et l'hydrogène sulfuré, attaque du dernier précipité par l'acide azotique, évaporation à sec et reprise par l'eau). Il suffit de placer dans les quelques centimètres cubes de liquem obtenue finalement et généralement bleuie par des sels de cuivre une lame de cuivre pendant 24 heures. Cette lame recueille la presque totalité de l'activité présente dans la solution. Lorsqu'on part du chlorure, le traitement est plus simple encore. Les lames les plus actives ont été obtenues par le traitement de l'acétate. Certaines d'entre elles, de 7 à 8 centimètres de côté, placées dans l'électroscope de mesure, donnaient une déperdition pouvant atteindre 200 fois la déperdition normale.

Si, après préparation d'une première lame, on en plonge immédiatement une autre dans la liqueur mère, cette seconde lame ne recueille plus rien. Mais, si l'on a soin d'attendre quelques semaines, on peut obtenir de nouveau une lame active. La solution se comporte donc comme une liqueur contenant à côté du radium F sa substance mère, le radium D et E.

Comme la constante de temps du radium D est probablement inférieure à 40 ans, on peut penser que du plomb vieux de 100 à 120 ans doit avoir perdu la plus grande partie de son activité. C'est ce qu'on a pu vérifier sur un bloc de plomb du Harz, vieux de plus de 100 ans. Traité par la méthode indiquée plus haut, ce plomb n'a donné dans l'appareil de mesure aucun effet. Il est juste de faire remarquer que du plomb neuf du Harz ne donne que le 1/150 de l'effet de l'activité du plomb du commerce. Il semble que les minerais de plomb du Harz soient particulièrement peu actifs, ce qui tient sans doute à ce qu'ils ne sont pas associés aux minerais d'uranium. En somme, le plomb ordinaire ne diffère du radio-plomb extrait des minerais d'uranium que par le degré beaucoup plus faible de son activité, du à une teneur bien moins importante en radium D, E, F. C'est d'ailleurs surtout le radium F qui se dépose sur les lames de cuivre dans le traitement chimique indiqué plus haut.

Ce dernier point a été mis hors de doute de deux façons. D'abord on a mesuré sur différentes lames la constante de désactivation. On a trouvé un accord très convenable avec l'expérience en prenant comme base du calcul le nombre 143 jours, généralement admis pour le polonium. Les légers écarts présentés par quelques échantillons s'expliquent aisément par l'entraînement d un peu de radium E.

Ensuite on a cherché à mesurer le parcours des rayons α dans l'air. Cette mesure a présenté des difficultés. L'emploi de feuilles d'aluminium mince a montré que le parcours dans l'air est équivalent à 0,012 cm. d'aluminium. Une méthode plus directe (condensateur à distance variable avec toile métallique interposée) a conduit à un parcours de 3 à 4 centimètres, mais ce nombre n'est pas à l'abri des erreurs dues à la diffusion. On s'est enfin décidé à employer la méthode de Bragg et Kleeman (écran à tubes), qui, sur l'échantillon le plus actif, donnait encore des effets mesurables. On a trouvé de la sorte un parcours légèrement inférieur à 4 centimètres, correspondant d'une manière très satisfaisante à ce qu'on sait des rayons α du polonium.

Léon Bloch.

Radioactivité d'une atmosphère chargée de fumée. — S. J. Allen (*Amer. Phys. Soc.* Résumé *Phys. Rev.* **26**-206-1908). — M. Allen a étudié la radioactivité induite de l'air à Cincinnati en la recueillant sur des fils de cuivre chargés négativement ou positivement ou non chargés.

Les courbes de décroissance de l'activité recueillie sont toutes différentes, les périodes variant de 30 à 40 minutes. Un tiers environ des courbes donnent des périodes de 36 à 40 minutes. Huit ou dix présentent une loi de décroissance très lente qui a pu être identifiée dans deux ou trois cas avec celle de l'activité induite du thorium. En retranchant de l'activité totale l'activité due au thorium, l'auteur obtient de nouvelles courbes dont la période est de 28 ou 30 minutes. L'auteur conclut de ces résultats qu'il existe une loi de décroissance exponentielle de période de 28 minutes, une autre de 38 minutes et probablement une autre de période supérieure à 38 minutes. Si la période est supérieure à 60 minutes, on peut être certain que l'activité induite du thorium est présente. La période de 28 minutes concorde avec celle du radium.

Les résultats montrent que les courbes de décroissance sont en général irrégulières. L'effet des particules de fumée est le même que l'influence de la neige ou de la pluie, observée dans d'autres expériences, bien que la loi de décroissance soit en général différente.

M. Moulin.

Sur la teneur de l'air du sol en émanations radioactives. — A. Gockel. (*Phys. Zeitsch.*, **9**-304-1908. — Ar. Brandes a fait des mesures de ce genre à Kiel du mois de mars au mois d'août. Il trouve que la teneur de l'air du sol en émanations dépend surtout de la pression barométrique. M. Gockel a refait des mesures s'étendant aussi sur les mois d'hiver, et il trouve que le facteur le plus important n'est pas la pression atmosphérique, mais la perméabilité du sol. Quand il a plu, le sol devient plus imperméable, l'émanation diffuse moins vite dans l'atmosphère, et sa teneur dans l'air du sol augmente. Le maximum d'émanation s'observe quand le sol est gelé.

Léon Bloch.

Produits du radium et du thorium dans l'atmosphère et dans le sol à Rome. — G. A. Blanc. (*Phys. Zeitsch.*, **9**-255-1908. — Ar. — Réunion des différents mémoires déjà publiés par l'auteur sur ce sujet et qui ont été analysés ici. Nous n'en citerons que la conclusion, qui contient quelques indications nouvelles.

La radioactivité de l'air est due: 1° aux émanations radioactives issues du sol. Parmi celles-ci seule celle du radium peut se diffuser à grande distance; 2° aux radioactivités induites attachées aux poussières. Ici le thorium donne un effet qui est 5 à 10 pour 100 de celui du radium; 3° aux radioactivités induites sur les corps immobiles chargés négativement. Ici le thorium peut donner de 40 à 75 pour 100 de l'effet total.

M. Blanc a aussi conclu du rôle du thorium dans l'émanation atmosphérique à son importance relative dans l'écorce terrestre. En ce moment il cherche à contrôler ces conclusions par l'analyse directe d'un grand nombre de roches au point de vue de leur teneur en thorium. Les résultats de ce travail seront publiés ultérieurement. Mais, dès à présent M. Blanc énonce cette opinion que le thorium est dans l'écorce terrestre un agent radioactif bien plus important que le radium.

Léon Bloch.

La dispersion électrique dans un souterrain fermé. — G. C. Trabacchi (*Atti. Acc. Lincei*, 27 106-A). — On sait qu'en général l'ionisation spontanée de l'air est plus grande dans les endroits clos (souterrains, grottes) qu'à l'air libre, et ce fait, signalé d'abord par Elster et Geitel, s'explique par l'accumulation dans les en-

[illegible] de l'émanation et de ses produits. Pourtant Elster et Geitel ont [illegible] des exemples anormaux, où la déperdition dans un souterrain est inférieure à la valeur normale. Ils essayent d'expliquer cette anomalie par les conditions géologiques locales, certaines couches de terrain pouvant faire écran pour la radiation émise par d'autres.

M. Trabacchi signale un nouvel exemple d'anomalie, observé par lui en 1907 dans le souterrain qui mène aux sources thermales de Sangemini (Ombrie). La déperdition à l'intérieur du souterrain est 8 fois *plus petite* qu'à l'air libre. Ce nombre est le résultat de mesures croisées faites avec l'appareil d'Elster et Geitel.

Pour voir si la diminution dans la déperdition n'était pas due à la présence de l'humidité, M. Trabacchi a effectué au laboratoire, avec le même appareil, et avec un tube à radium placé à une distance telle qu'il donnait une perte égale à celle observée dans le souterrain, des mesures comparatives sur l'air sec et sur l'air saturé d'humidité à 15 degrés. La diminution de perte dans le second cas n'a même pas été de moitié, ce qui indique bien que la perte exceptionnellement faible observée dans le souterrain de Sangemini ne tient pas essentiellement à la présence de la vapeur d'eau.

Léon Blocu.

La radioactivité de l'eau de la mer. — J. Joly (*Proc. Roy.*, 15, 585-595, 1908). L'auteur a mesuré la radioactivité d'un certain nombre d'échantillons d'eau de mer prélevés en différents endroits, par la méthode de l'émanation. Pour extraire toute l'émanation, il est nécessaire d'acidiuler par l'acide chlorhydrique pendant l'évaporation pour éviter la précipitation des sulfates. Par comparaison avec l'émanation donnée par de la pechblende de Johachimstal dans laquelle il avait dosé l'uranium, l'auteur trouve que l'eau de mer contient en moyenne $0{,}0255 \times 10^{-12}$ grammes de radium par centimètre cube. Eve avait trouvé environ $0{,}0006 \times 10^{-12}$.

M. Moulin.

Électronique

Influence de discontinuités sur le mouvement des électrons. — G. A. Schott (*Ann. der Phys.*, 25, 65, 1908). — On ne doit logiquement chercher à vérifier expérimentalement les théories diverses proposées pour les propriétés de l'électron, qu'une fois établies sans objections les formules relatives à sa masse longitudinale et à sa masse transversale. Les travaux d'Abraham et de Sommerfeld ayant été critiqués par Lindemann, une revision était nécessaire. M. Schott étudie dans son mémoire l'effet sur le mouvement de l'électron des forces instantanées, dont l'introduction équivaut évidemment à une discontinuité [illegible] sur le rayon de courbure. Au [illegible] les points de l'intégration de Sommerfeld et Lindemann, qu'il trouve compliqués, sa méthode procède par développements en série du potentiel vecteur et du potentiel scalaire dus à l'unité de charge concentrée en un point, développements dont il donne les conditions de convergence; ces conditions sont, en particulier, remplies quand la vitesse de l'électron est inférieure à la vitesse de la lumière.

L'auteur applique ces développements au cas du mouvement rectiligne quelconque d'un électron sphérique indéformable de densité électrique constante. Il en déduit pour l'expression de la force nécessaire à l'entretien du mouvement une série ordonnée suivant les puissances du produit du rayon de l'électron par son accélération. Les deux premiers termes, qui sont les coefficients de la première puissance et du carré de l'accélération, fournissent donc la masse longitudinale et la pression du rayonnement de l'électron. Les formules obtenues concordent avec celles d'Abraham et de Sommerfeld. Seulement si l'on ne veut pas supposer que l'électron possède le même mouvement de toute éternité, si l'on veut, par exemple, donner comme valeurs initiales au potentiel scalaire et au potentiel vecteur, ainsi qu'à leurs dérivés par rapport au temps, les valeurs qui correspondent à l'état de repos, on constate que les expressions fournies pour les potentiels ne peuvent satisfaire à ces conditions. Il faudrait supposer que les dérivés de l'abscisse de l'électron par rapport au temps d'un ordre supérieur au premier passent brusquement de zéro à une valeur finie. Pour éviter le maniement des fonctions discontinues qui résultent de ce point de départ, M. Schott introduit des potentiels adjoints définis par la condition qu'ils satisfont à l'équation des ondes

$$\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \Delta^2 = 0$$

qu'ils sont partout uniformes, continus, et qu'ils sont finis pour $t = -\infty$, qu'enfin ils coïncident, eux et leurs dérivées par rapport au temps de $t' = 0$ à $t' = t$, avec les potentiels scalaires et vecteurs et leurs dérivées. Ils correspondent alors à un mouvement fictif (dont la vitesse peut devenir supérieure à celle de la lumière) dont l'effet pour les temps négatifs doit être le même que celui de l'électron en repos, et dont le mouvement de $t = 0$ à $t = t$ produit le même effet que le mouvement réel.

M. Schott calcule alors le terme additionnel qui correspond à ce mouvement dans l'expression de la force nécessaire pour entretenir le mouvement. Il trouve que, sauf dans le cas où l'électron atteindrait la vitesse de la lumière dans un trajet de quelques diamètres seulement à partir du repos, ce terme additionnel est, par rapport au rayon a de l'électron, de l'ordre de a^0; or, la masse longitudinale est de l'ordre de $\frac{1}{a}$, la pression de rayonnement de l'ordre de a^0, *ce terme additionnel ne modifie donc pas l'expression donnée par Abraham et Sommerfeld pour la masse longitudinale, mais ajoute un terme à la pression de rayonnement.*

L'auteur reconnaît, par la même méthode, que des discontinuités d'un ordre supérieur au second ne produisent aucune modification dans la masse de l'électron ou dans la pression de son rayonnement.

Louis Dunoyer.

A propos de l'explication des raies spectrales. — G. A. Schott (*Phys. Zeitsch.*, 9, 1908, 114). — M. Schott prétend que la théorie de Drude est incapable d'expliquer les raies spectrales, parce qu'à une infinité de raies elle fait correspondre un indice infini.

Cette objection ne nous semble pas décisive. Il est évident que les raies d'une même série (même si elles sont en nombre infini) proviennent de catégories d'électrons liées les unes aux autres, probablement d'une seule catégorie. Ces électrons ne contribuent pas à la formule de dispersion pour une infinité de termes de valeur finie.

Léon Blocu.

Sur la production générale des rayons d'électricité positive et d'électricité négative dans les gaz raréfiés. — Bestelmeyer et Marsh (*Verh. d. deut. phys. Gesell.*, 9, 738, 1907). — Expériences entreprises pour contrôler celles de Lilienfeld relatives à l'existence d'électrons positifs. L'auteur a employé un tube

cathodique représente dans la figure 1. K est une cathode de Wehnelt, A l'anode, B un diaphragme métallique, P un système de deux électrodes formées d'un cadre en laiton sur lequel est tendue une toile métallique fine. S est la projection d'une bobine permettant de produire un champ magnétique uniforme perpendiculaire aux plaques P.

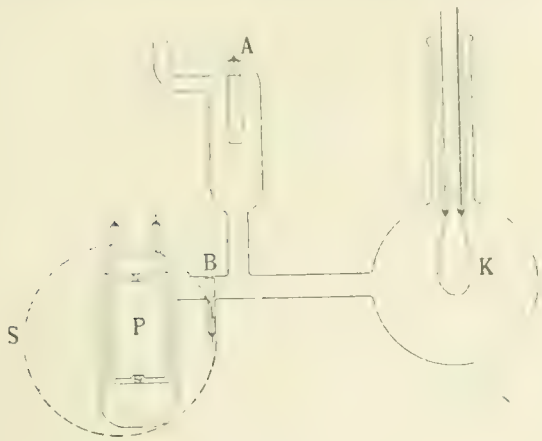


Fig. 1.

L'anode et la cathode étaient reliées, par l'intermédiaire d'une résistance, aux bornes d'une différence de potentiel de 5000 volts. Les plaques P et le diaphragme B sont d'abord isolées.

Au point où le faisceau cathodique passant par le diaphragme frappe le verre, il y a une *fluorescence rouge*. Ceci est conforme aux expériences de MM. Gehrcke et Reichenheim, ainsi que de M. Goldstein.

Quand le vide est très grand (chauffage prolongé du tube, emploi du charbon et de l'air liquide), un faisceau lumineux dirigé suivant l'axe du tube part du diaphragme B et produit une fluorescence verte au point où il rencontre le verre. Le champ magnétique sépare ce faisceau en deux : *un faisceau cathodique fortement déviable* et *un faisceau peu déviable* dont la trajectoire est lumineuse et aboutit à une faible fluorescence verte sur la paroi ; le sens de la déviation pour ce dernier faisceau n'est pas bien déterminé. Mais un champ électrique de 50 °/₀ produit *une déviation très nette vers la plaque négative*.

Du fait que ce faisceau positif n'est pas dévié par le champ magnétique employé, on déduit que la charge de ses éléments est au plus de 5.10^{-4} *u.e.m.*

Si on réunit le diaphragme B et les plaques P, l'espace situé derrière le diaphragme est occupé par un faisceau cathodique large et diffus ; le faisceau positif disparaît.

Ces propriétés conduisent donc à supposer que ce faisceau est formé d'ions positifs, que c'est par conséquent un rayon canal. Il en serait de même des rayons positifs obtenus par M. Lilienfeld. L'auteur combat, par des raisons tirées de cette expérience, l'interprétation donnée aux siennes par M. Lilienfeld, interprétation d'après laquelle il obtiendrait un faisceau d'électrons positifs.

Il faut remarquer *un espace obscur autour de l'anode*, analogue comme aspect à l'espace sombre cathodique. Malgré le degré très grand du vide, il n'a qu'une épaisseur de 5 millimètres.

Les conditions de l'expérience ne sont pas très bien connues, car on n'a pu, avec un autre tube entièrement semblable, obtenir ni le faisceau positif, ni la différence de potentiel qui en semble corrélative, entre le diaphragme et les plaques P. Louis Dunoyer.

Sur les rayons cathodiques lents. — O. v. Baeyer (*Verh. d. deuts. phys. Gesell.*, 10 [6] 1908 [8]). — Les mesures de la charge des électrons qui constituent les rayons cathodiques lents sont beaucoup moins concordantes que celles qui ont été effectuées sur les rayons cathodiques rapides. Cela tient aux propriétés particulières des rayons cathodiques lents, propriétés auxquelles le présent travail est consacré.

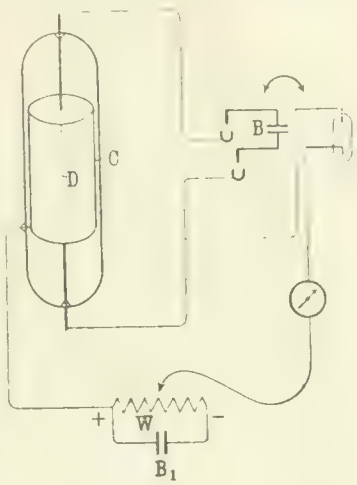


Fig. 1.

L'auteur a porté son attention sur les points suivants :

1° Production d'un rayonnement aussi homogène que possible au moyen d'une cathode à oxyde incandescent ;

2° Pouvoir ionisant ;

3° Détermination de la vitesse initiale (mesurée en volts) ;

4° Étude du rayonnement secondaire produit par réflexion.

I. — *Courbe de saturation.* — Le dispositif expérimental est indiqué dans la figure 1. A l'intérieur d'un tube de verre dans lequel on fait le vide aussi complet que possible, en mettant sur le trajet de la pompe à mercure un tube en U plongé dans l'air liquide, se trouve le tube électrode C et le fil incandescent D ; ce fil est recouvert de chaux comme l'indique Wehnelt[1] ; il est chauffé par le courant fourni par la batterie B. On mesure au moyen d'un galvanomètre de Siemens et Halske (sensibilité 5×10^{-10} amp. par mm.) le courant qui va de C à D. Le mouvement des électrons qui s'échappent du fil est troublé par le champ magnétique que produit le courant de chauffage ; on évite l'influence de cette perturbation en employant un interrupteur qui, 5 à 10 fois par seconde, ferme alternativement le circuit de la batterie B et celui du galvanomètre.

La saturation est obtenue quand la différence de potentiel entre C et D est de 22 volts, D étant négatif.

Il n'est pas donné d'indication sur la température du fil incandescent.

II. *Ionisation par les rayons cathodiques lents.* — Pour l'étudier, M. Baeyer entoure le fil incandescent dont le potentiel est V_1 ($V_1 < 0$) d'un cylindre de toile métallique en laiton (diam. du fil 0mm,1 ; côté des mailles 0mm,5) au potentiel 0 ; cette toile métallique est elle-même entourée d'un autre cylindre métallique coaxial au potentiel V_2 (diam. du cylindre en toile métallique 2 c., du cylindre extérieur 4 c.). Le tout est à l'intérieur d'un tube de verre vide.

Pour mesurer l'ionisation produite par les rayons cathodiques qui passent à travers les mailles de la toile, on met un galvanomètre entre le cylindre et la toile métallique, et l'on donne au potentiel du cylindre V_2 une valeur négative supérieure en valeur absolue à celle de V_1 (par exemple $V_1 = 10^v$, $V_2 = 20^v$). Les charges positives produites dans le gaz entre la toile et le cylindre se portent sur le cylindre. Le galvanomètre mesure le courant. On constate que *si le potentiel V_1 est inférieur à 10 le courant est nul* ; aucune ionisation ne se produit. Dès que V_1 dépasse

1. Wehnelt, *Ann. de Phys.*, 14 (425) 1904.

10° le courant va à travers le galvanomètre, du cylindre à la toile ; il augmente rapidement avec V_1.

Quand la vitesse initiale des électrons augmente, leur pouvoir ionisant [illegible] Il suffit de calculer le rapport du courant qu'on vient de mesurer au courant que l'on mesure quand $V_2 = 0$; ce courant est de sens inverse au précédent et dû aux électrons qui passent à travers la toile métallique et atteignent cette fois le cylindre extérieur.

On obtient les résultats suivants :

Différence de potentiel entre la toile et le cylindre	Charge totale des électrons qui traversent la toile [illegible] $V_2 = 0$	Charge totale des ions [illegible] qui sortent de la toile au cylindre quand $V_2 = 20$ v.	Rapport $\frac{i_-}{i}$ ou pouvoir ionisant
14 volts	20 000	16	0,0008
13	16 000	7	0,0004
12	15 000	4	0,0003
11	9 000	3	0,0005

Les quantités i_- et i dépendent de la pression qui se trouve dans le récipient. Ainsi pour $V_1 = 14^v$ on obtient :

$$i_- = 50 \qquad i = 86\,000 \qquad \frac{i_-}{i} = 0{,}0006.$$

Quand le vide est fait par la pompe à mercure sans que le tube en U placé sur le trajet soit refroidi par l'air liquide quand ce tube est refroidi, on obtient pour la même valeur de V_1

$$i_- = 85 \qquad i = 106\,000 \qquad \frac{i_-}{i} = 0{,}0008.$$

Mais le rapport $\frac{i_-}{i}$ est sensiblement le même. — Toutefois dans le vide obtenu par l'air liquide et le charbon il n'y a plus d'ionisation mesurable.

III. — *Vitesse des rayons cathodiques.* — Si les rayons sont émis sans vitesse initiale propre, ils arrivent sur la toile métallique avec la vitesse qui correspond à la chute de potentiel V_1 ; si l'on porte le cylindre extérieur à un potentiel négatif un peu supérieur à V_1 en valeur absolue, aucun d'eux n'atteindra le cylindre. La courbe (fig. 2) ci-jointe

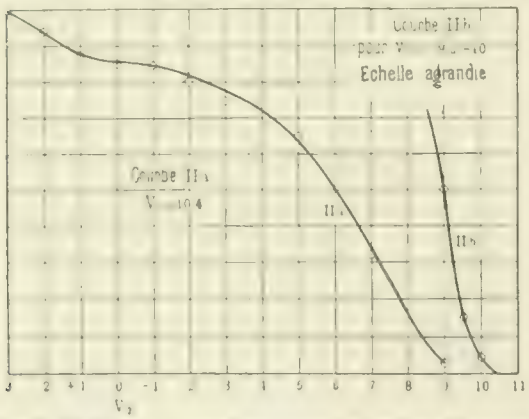


Fig. 2. — Les ordonnées représentent les valeurs du courant entre le cylindre et la toile.

représente le courant qui va, à travers le galvanomètre, de la toile métallique au cylindre quand on maintient le potentiel V_1 à $-10^v,4$, celui de la toile à 0, et que l'on fait varier le potentiel V_2 de -11 v. à $+5$. La courbe II_1 montre que le courant augmente très rapidement quand V_2, d'abord plus grand que V_1 en valeur absolue, lui devient égal puis inférieur. Mais l'échelle de cette courbe est beaucoup plus grande pour les ordonnées que celle de la courbe II_2. Celle-ci montre :

1° Que le rayonnement est émis par le fil incandescent sans vitesse initiale propre ;

2° Qu'une faible partie seulement semble passer à travers la toile en se dirigeant vers le cylindre avec une vitesse normale à la toile égale à celle qui correspond à V_1.

En effet le courant continue à augmenter sans que l'on atteigne la saturation jusqu'à $V_2 = +4^v$. On pourrait expliquer ce phénomène en songeant aux rayons qui traversent la toile sous des incidences grandes. Mais une expérience dans laquelle on remplace la toile métallique par un écran percé de trous limitant mieux les faisceaux de rayons donne les mêmes résultats. Or, si l'on fait entrer en ligne de compte des rayons quittant la toile métallique sous les plus grandes incidences géométriquement possibles, le potentiel V_2 minimum pour lequel la saturation devrait être atteinte est voisin de V_1. Une perturbation de ce genre ne suffit donc pas à expliquer le phénomène.

IV. — *Rayonnement secondaire par réflexion.* — C'est une réflexion du rayonnement cathodique qui l'explique. Pour la mettre en évidence, M. Baeyer emploie l'appareil suivant (fig. 5). Dans le tube vide se trouve un cylindre de laiton *A* (diamètre 5 millimètres) au centre duquel est soudé le cylindre *B* qui reçoit le rayonnement cathodique de la spirale de platine chauffée *E* ; *A* et *B* sont positifs par rapport à *E*. *C* est une toile métallique reliée à *A*, et *R* un anneau de laiton isolé. Enfin *D* est un autre anneau de laiton qu'on peut approcher ou éloigner de *C*. *D* est au même potentiel que *A*, et *R* est positif par rapport à *D* et *A*. L'auteur suppose que les rayons cathodiques lents qui se propagent à travers l'ouverture de *B* viennent heurter *D*, ou des molécules du gaz au voisinage de *D* et s'y réfléchissant viennent sur l'anneau *R*. Il sépare nettement cette réflexion de la formation d'un rayonnement secondaire tel qu'on l'entend ordinairement.

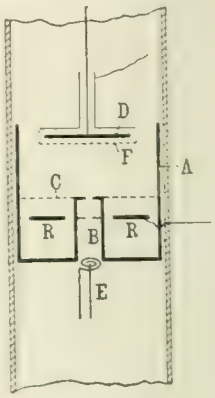


Fig. 5.

Pour corroborer cette vue il établit, d'après ses mesures, le tableau suivant :

Différence de potentiel entre E et A ou vitesse des rayons primaires	Courant entre A et D à travers le galv.	Courant entre A et R à travers le galv.	Distance D — C en mm
8	82 84	74 74	7
	85 89	62 67	17
4	66 65	98 95	7
	68 66	77 78	17
2	14	58	5
	19	19	10

On remarque

1° Que le rayonnement reçu par D est sensiblement indépendant de la distance D — C. Ce rayonnement est donc peu dispersé (jusqu'à une distance d'environ 4 centimètres). Le vide était fait d'ailleurs avec beaucoup de soin ;

2° Le rayonnement reçu par R augmente quand la distance D — C diminue, ceci prouve que D est un centre de rayonnement ;

3° Quand on augmente la distance D — C, le rayonnement

reçu par R ne diminue pas indéfiniment. Cela pourrait provenir d'un rayonnement cathodique primaire réfléchi à l'intérieur de B, pénétrant par suite obliquement entre C et D et réfléchi par les parois supérieures de A ;

4° La grandeur relative du rayonnement reçu par R augmente quand la vitesse du rayonnement primaire diminue. C'est principalement sur ce fait que M. Baeyer s'appuie pour opposer le phénomène qu'il étudie aux phénomènes de rayonnement secondaire étudiés par Lénard[1] ;

5° Les rayons cathodiques émis par un oxyde incandescent ne peuvent revenir sur la cathode puisqu'ils ont une vitesse initiale propre nulle, mais ils peuvent, grâce à ces réflexions, atteindre au lieu de l'anode des régions de la paroi positives par rapport à la cathode. Cela explique qu'on ne puisse avoir de bonnes courbes de saturation qu'à la condition d'employer comme cathode un fil placé suivant l'axe d'un cylindre constituant l'anode ;

6° Cette hypothèse et ces faits expliquent suffisamment l'allure de la courbe de la figure 2.

V. — *Mesure de la réflexion.* — M. Baeyer entoure la plaque D d'une toile métallique F qu'on peut déplacer avec elle et qui en est isolée ; on porte D à un potentiel positif par rapport à la toile métallique F, qui est au même potentiel que A. On constate alors qu'en augmentant progressivement cette différence de potentiel entre la toile métallique et D le courant se sature pour une différence de potentiel de 40v. Il n'y a du reste pas d'ionisation entre le grillage et la plaque D car on n'obtient aucun courant en renversant le sens du champ. Cette saturation signifie donc que toutes les charges réfléchies par D sont revenues sur D sans ressortir du grillage. Si on appelle i_1 le courant de saturation et i le courant mesuré entre P et D quand on ne crée pas entre eux de champ supplémentaire, le rapport $\frac{i_1 - i}{i}$ mesure le pouvoir réflecteur de la plaque D. On trouve les résultats suivants, pour une distance de 8 millimètres environ, entre le diaphragme B et la toile métallique F, et une différence de + 40 v entre D et F.

Vitesse en volts des rayons primaires	i	i_1	r
6	9	52	0,85
	10	68	0,85
8	51	144	0,78
	28	129	0,78
16	54	185	0,71
	48	175	0,72
	40	158	0,75

Ces nombres doivent subir d'ailleurs de légères corrections provenant de ce que :

1° Le champ établi entre F et D change le nombre des charges qui sont arrêtées par la toile métallique ;

2° Les lignes de force de ce champ attirent, dans l'espace compris entre F et C, des électrons qui, sans elles, ne tomberaient pas sur D. Quelques nombres sont donnés, à ce sujet, pour les valeurs de r qui correspondent aux diverses distances entre F et C (de 3 à 16 millimètres). Ces valeurs sont sensiblement constantes.

De la table précédente on peut déduire avec certitude que la *grandeur de la réflexion (supposée) augmente quand la vitesse des rayons primaires diminue.*

VI. *La réflexion évitée.* — En faisant varier la différence de potentiel entre A et la toile métallique F, on peut répéter l'expérience du § III ; on évite cette fois la réflexion sur la plaque D en la portant à un potentiel positif par rapport à F. La courbe (fig. 4) correspond à un potentiel de −10v pour le fil incandescent ; quand V_2 varie de

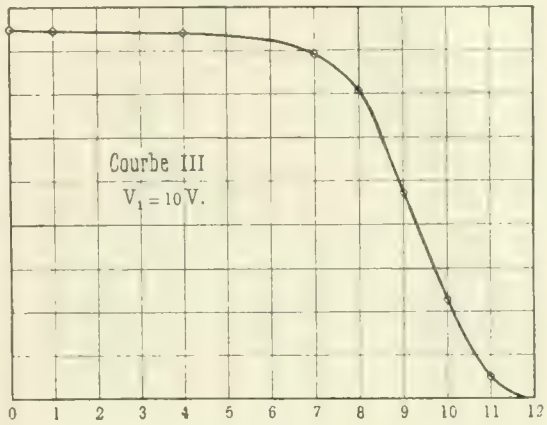


Fig. 4.

−12 à 0 volt la courbe monte rapidement entre −10 et −8, puis on atteint la saturation.

Reste à étudier plus complètement l'influence de la vitesse des rayons primaires sur ce phénomène de réflexion ou plutôt de diffusion, ainsi que celle de la nature du réflecteur, et celle de l'angle d'incidence.

Louis Dunoyer.

1. Lenard, *Ann. de Phys.*, 15, 485, 1904.

Ionisation

Les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz. — John S. Townsend (*Proc. Roy. Soc.*, 80, 207, 1908. — A.). — Dans un travail antérieur[1] M. Townsend a montré que la charge d'un ion gazeux négatif est égale à celle que porte l'ion électrolytique d'un métal monovalent. Pour les ions positifs il y avait un écart notable entre les deux charges.

La méthode de détermination reposait sur l'emploi de la formule

$$Ne = 5.16^{8}\,\frac{U}{K}$$

où N est le nombre de molécules par centimètre cube de gaz dans les conditions normales, e la charge d'un ion, U la mobilité et K le coefficient de diffusion.

M. Townsend a institué une méthode qui lui permet d'obtenir directement et d'une manière beaucoup plus précise le produit Ne. En voici le principe. La plaque circulaire A est percée d'un trou au centre duquel se trouve une plaque circulaire D, de rayon presque égal ; parallèlement à A une plaque semblable B est percée d'un trou situé en face de D et recouvert d'une toile métallique très fine g ; enfin C est une autre plaque parallèle à B. Supposons qu'on porte A, B, C aux potentiels 0, V et V, et qu'on ionise le gaz situé entre B et C ; si V est positif les ions positifs pénétreront dans l'intervalle AB à travers la toile métallique et y seront poussés vers la plaque A par un champ uniforme ; la même chose se produira pour les ions négatifs si V est négatif ; un certain nombre des ions

1. Townsend, *Phil. Trans.*, 195, 1899.

[illegible] sur D et les [illegible] sur A. On mesure le rapport R des charges [illegible] par l'électromètre quand on relie la

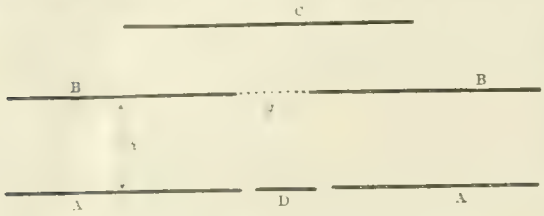


Fig. 1

paire de quadrants isolée à D seul ou à D et à A à la fois.

L'[illegible] de la diffusion et l'équation de continuité, en régime permanent, montrent que le rapport R ne dépend que du produit N.e.Z, Z étant le champ entre les plaques A et D, [illegible]

$$R = \Phi(NeZ).$$

Pour obtenir, à 1 pour 100 près, la même valeur de R pour les ions positifs et pour les ions négatifs, il faut que le champ Z dans le cas de ces derniers soit deux fois plus grand que pour les premiers, quelle que soit d'ailleurs la valeur de Z; si donc e^+ et e^- sont les charges des ions des deux signes, on a

$$\Phi(Ne^+Z) = \Phi(Ne^-2Z),$$

quelle que soit Z, d'où

$$e^- = 2e^+.$$

La charge des ions positifs est donc exactement double de celle des ions négatifs.

Les équations rappelées plus haut permettent de calculer la fonction Φ au moyen des fonctions de Bessel. On trace alors la courbe qui représente R en fonction de *NeZ*; connaissant R expérimentalement on en détruit *NeZ* et connaissant Z on obtient *Ne*.

Cette méthode très ingénieuse, dont la mise en œuvre n'est pas achevée, a fourni :

pour les ions positifs $Ne = 2.41 \times 10^{10}$

pour les ions négatifs $Ne = 1.25 \times 10^{10}$.

Ces nombres sont des moyennes, et les diverses observations s'en écartent de 4 à 5 pour 100 au plus.

Le résultat obtenu pour les ions négatifs est en accord suffisant avec celui que la première méthode avait fourni, mais il n'en est pas de même du résultat relatif aux ions positifs. M. Townsend explique ceci de la manière suivante : les rayons de Rœntgen ionisent les molécules neutres en formant deux centres négatifs de charge e^- et un centre positif de charge $2e^+$; la force qui provoque la recombinaison de l'ion positif et d'un des ions négatifs est $2e^2$; une fois cette recombinaison faite, un ion positif de charge e^+ et un ion négatif de charge e^- restent en présence et s'attirent proportionnellement à e^2; le second stade de la recombinaison est donc plus lent que le premier. Dans la première méthode, les nombres obtenus pour la valeur de Ne dans le cas des ions positifs sont relatifs à un état du gaz où une partie des ions positifs portent la charge 2e et une autre la charge e, ce qui explique que ces valeurs soient intermédiaires entre 2.41×10^{10} et 1.25×10^{10}. Cette [illegible] ne se [illegible] pas dans les expériences actuelles. — Un mémoire plus étendu sera publié donnant le détail des mesures faites pour [illegible]

Louis Decombe.

Sur la charge transportée par l'ion négatif d'un gaz ionisé. — **R. A. Millikan** et **L. Begeman** (*Amer. Phys. Soc. Chicago* Résumé *Phys. Rev.*, **26**-197-1908). — Les auteurs discutent les causes d'erreur dans les déterminations antérieures de la charge atomique. Ils emploient la méthode de M. H. A. Wilson en utilisant le radium comme source d'ionisation. Le champ électrique qui agit sur la vitesse de chute du brouillard était établi entre deux plateaux parallèles distants de 5 millimètres, la différence de potentiel variant de 1600 à 3000 volts. La détente était telle que la pression tombe de 75 centimètres à 22 ou 24 centimètres de mercure. La chute du brouillard était observée dans une lunette à court foyer munie de deux réticules dont la distance correspondait à une chute de 2 millimètres.

Les expériences ont conduit à la valeur moyenne 4.05×10^{-10}. Sur 10 résultats donnés par les auteurs, les valeurs extrêmes sont 3.66 et 4.57×10^{-10}.

M. Moulin.

Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette et sur la preuve d'une structure de la lumière fournie par ses propriétés électriques. J. J. Thomson (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **14**-417-424-1907). — La lumière ultraviolette est produite par la décharge d'un tube à cathode de Wehnelt muni d'une fenêtre de quartz. Devant cette fenêtre se trouve une boîte en carton où les rayons ionisent le gaz que l'on y fait circuler. Ce gaz traverse ensuite un condensateur cylindrique relié à un électroscope. Comme ordre de grandeur du courant obtenu, l'auteur indique simplement qu'avec l'air le courant obtenu est 8 fois plus grand que la fuite permanente, 16 fois plus grand dans CO^2 et 150 fois plus grand dans NH^3. Ces rayons sont arrêtés par une épaisseur d'air de 3 millimètres.

La région de la décharge qui donne le rayonnement le plus intense est voisine de l'anode.

Reprenant une idée qu'il avait déjà émise autrefois pour interpréter le fait que toutes les molécules rencontrées par l'onde ne sont pas ionisées, le professeur Thomson développe l'hypothèse d'une structure rayonnante de la lumière, la perturbation électromagnétique n'intéressant que de très petites régions de l'éther, région dans lesquelles l'intensité de la radiation ne dépendrait que de la fréquence et dont le nombre augmenterait avec l'intensité totale du rayonnement. Cette hypothèse serait analogue à celle de l'émission, les particules étant remplacées par des perturbations électromagnétiques. Elle permet d'interpréter le fait que les rayons cathodiques émis par les métaux sous l'influence de la lumière sortent avec des vitesses indépendantes de l'intensité de la radiation mais qui augmentent avec sa fréquence.

L'hypothèse d'une telle structure de la lumière nécessite une structure de l'éther qui me semble assez difficile à accepter sans que d'autres faits expérimentaux la rendent nécessaire.

M. Moulin.

Sur le phénomène photo-électrique pour des feuilles d'or minces. — **H. Rubens** et **Erich Ladenburg** (*Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesells.*, **9**-749-1907-A.). — Hallwachs avait déjà constaté[1] le phénomène sur l'argenture d'une glace de quartz recevant la lumière ultraviolette du côté non argenté. Les présentes recherches ont été effectuées sur des feuilles d'or pur (les feuilles d'or du commerce renferment, paraît il, 2 à 6 pour 100 d'argent et de cuivre), d'une épaisseur, déterminée par pesée, de 80

1. Hallwachs, *Progrès. des Wissenschaften Naturf. Leipz.*, p. 24, 1890.

à 100°C. La feuille d'or est placée en D dans un tube de verre (fig. 1), entre deux bagues de cuivre taraudées l'une sur l'autre par un dispositif à baïonnette. Deux anneaux A et B isolés à l'ambre, placés symétriquement par rapport à D, forment électrodes. Le tube est fermé par une glace de quartz; deux écrans en mica C et E limitent le faisceau ultra violet; de plus, de la gomme laque protège l'anneau A du côté d'où vient la lumière. On fait le vide dans le tube

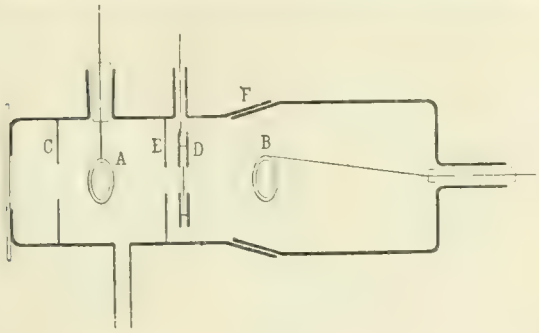


Fig. 1.

avec une pompe et ensuite avec un tube au charbon de noix de coco; on n'indique pas sous quelle pression les expériences sont faites. La source de lumière ultraviolette est une lampe Heraeus.

On porte D à un potentiel négatif connu, puis on relie successivement A et B à la terre par l'intermédiaire d'une résistance Bronson[1] aux bornes de laquelle sont reliées les paires de quadrants d'un électromètre Dolezaleks. On mesure ainsi l'effet photo-électrique soit pour la face avant de la feuille d'or, soit pour la face arrière.

Résultats : 1° l'effet pour la face arrière est environ le 1/100 de l'effet pour la face avant.

2° Les feuilles d'or employées laissent passer environ le 1/1000 de la lumière ultra violette qu'elles reçoivent; la mesure est faite photo-électriquement.

Les électrons qui sortent du métal sont donc arrachés de sa masse et non pas de la seule surface.

3° Le phénomène augmente d'intensité pour l'arrière de la feuille quand elle sert longtemps. Cela tient à une désagrégation de cette feuille, dont on a la preuve en l'examinant au microscope.

Des recherches sont poursuivies sur ces phénomènes.

Louis Dunoyer.

REVUE DES LIVRES

Optique physique par **M. R. W. Wood**, professeur de physique expérimentale à l'Université John Hopkins. (Édité chez Macmillan, New-York, 1905.)

Aux lecteurs français qui ont eu la bonne fortune d'assister M. Cotton dans quelque expérience de laboratoire, la lecture du livre de M. Wood rappellera de bons souvenirs. En effet, l'abondance des renseignements expérimentaux est un des côtés de cet ouvrage les plus originaux et l'on pourrait dire les plus savoureux pour ceux qui ont le goût des expériences ingénieuses et brillantes; on sent bien que la plupart des expériences décrites ont été répétées par celui qui en a parlé, en utilisant pour chacune d'elles une technique à la fois large et précise; le lecteur peut apprécier la simplicité qu'elle donne à des expériences délicates. A chaque page on est séduit par l'ingéniosité avec laquelle tel dispositif simple est utilisé; c'est par exemple un tube de bicyclette contenant un morceau de sodium chauffé par-dessous seulement, qui remplace avantageusement un volume prismatique de vapeur grâce aux différences de densité de la vapeur de sodium entre les parties les plus chaudes du tube et les autres; c'est encore l'utilisation des différences d'indice de réfraction entre des couches d'air de différentes densités qui permet la photographie des ondes sonores. Des exemples de ce genre sont rencontrés à chaque pas.

D'après les habitudes françaises en ce qui concerne l'optique, on pourrait diviser l'ouvrage en deux parties: la première, qui comprend environ 500 pages, est consacrée aux phénomènes optiques connus de Huyghens, de Fresnel et de Malus, c'est-à-dire à la propagation rectiligne, à la réflexion et à la réfraction envisagée d'un point de vue purement cinématique, aux interférences, à la diffraction, à la polarisation rectiligne et elliptique, et à la double réfraction.

Un chapitre est consacré à l'étude élémentaire de la dispersion. L'auteur, dans sa préface, déclare ne prétendre à aucune originalité dans les développements théoriques qui sont toujours donnés, du reste, avec clarté et un sens précis de leur signification physique; d'une manière constante, on voit que le calcul a pour but de formuler la loi d'un phénomène donné bien réellement par l'expérience qu'on sent toujours présente et n'est pas simplement un jeu de l'esprit à propos d'un phénomène schématiquement raconté. Dans cette première partie, ce sont les travaux de lord Rayleigh que M. Wood prend pour guide au point de vue théorique. Citons la formule qui donne la vitesse d'un *groupe d'ondes* dans un milieu dispersif en fonction de la vitesse de l'onde de longueur moyenne appartenant au groupe et de la dispersion du milieu; un résumé des travaux de lord Rayleigh sur la décomposition d'une onde plane en zones élémentaires de Fresnel, sur le pouvoir de résolution d'un prisme, sur la distinction d'une source réelle dont les points vibrants ont à un instant donné des phases quelconques et d'une source théorique constituée par un ensemble de points vibrants avec la même phase, sur des couleurs présentées par des couches minces transparentes sur des surfaces métalliques, sur la théorie des réseaux et sur la distribution de la lumière entre les différents spectres. L'étude des réseaux plans et des réseaux concaves est faite tout entière d'ailleurs d'une manière très complète et utilisable, en une vingtaine de pages; de nombreuses indications expérimentales sont données. Les divers cas de diffraction par des ouvertures de formes variées ou par des bords, comme en employait Fresnel, sont traités d'une manière tout à fait classique. En ce qui concerne les interférences, d'utiles renseignements sont donnés sur des expériences qui ont la réputation d'être difficiles mais qui doivent la perdre, comme celle des miroirs de Fresnel par exemple. L'achromatisation des franges en lumière blanche occupe peut-être beaucoup de place dans un ouvrage où tant de choses importantes sont exposées. Enfin un chapitre tout entier est consacré à la séparation des lignes spectrales et aux spectromètres interférentiels de Michelson, de Pérot et Fabry, de Lummer et Gehrcke, réseau à échelon de Michelson.

Signalons encore dans cette première partie des renseignements utiles sur les sources de lumière pour recherches de laboratoire, des expériences intéressantes sur la dispersion anomale et le spectre solaire, sur la vérification directe du principe de Doppler-Fizeau, sur le mirage, la scintillation, enfin les célèbres photographies d'ondes sonores se réfléchissant et se réfractant. Toute la théorie

1. Howard et J. Bronson, *Sill. Journal*, 19-85-1907. — Erich Ladenburg, *Verh. d. Deuts. Phys. Gesellsch.*, 9-166 1907.

des caustiques est [illegible] au moyen de ces belles photographies. Il y aurait peut-être néanmoins quelques réserves à faire sur cette [illegible] du principe de Huyghens pour l'optique au moyen d'ondes longitudinales. Qu'il nous soit permis de signaler une lacune dans tout cet ensemble extrêmement intéressant : aucune mention n'est faite des phénomènes [illegible] qui naissent au passage des ondes par un foyer et qu'ont révélés les belles recherches théoriques et expérimentales de M. Gouy et de M. Sagnac.

Ce que nous avons considéré comme la seconde partie de l'ouvrage (bien qu'aucune séparation de ce genre n'ait été faite par l'auteur) est consacré, en deux cent cinquante pages environ, aux phénomènes plus nouvellement connus ou dont la théorie électromagnétique a renouvelé l'étude : réflexion et réfraction sur les milieux transparents, dispersion étudiée d'une manière générale (milieux transparents ou absorbants), propriétés optiques des métaux, polarisation rotatoire, phénomènes magnéto-optiques, fluorescence et phosphorescence, lois du rayonnement, diffusion de la lumière par des particules très petites, nature de la lumière blanche, et enfin optique des milieux en mouvement. Un premier chapitre expose d'une manière concise mais claire le résumé de la théorie électromagnétique et présente les équations de Maxwell; l'application en est faite immédiatement à la réflexion et à la réfraction des milieux transparents, avec un résumé des travaux de lord Rayleigh sur les couches de passage. Vient ensuite la théorie de la dispersion qui reçoit d'intéressants et abondants développements; le chapitre se trouve peut-être un peu alourdi par l'exposé de la théorie élastique d'Helmholtz, suivi à quelques pages de distance de la théorie électromagnétique de la dispersion; pour un ouvrage général, ce second exposé eût peut-être suffi; l'auteur trouve à cette superposition l'avantage de ne pas faire apparaître, dès le début, des indices imaginaires, un peu troublants pour des étudiants; en France ceux qui abordent ces théories, trop peu entrées dans l'enseignement classique, ne seraient plus gênés par des indices imaginaires. Le chapitre est brillamment illustré par les expériences de MM. Nichols et Rubens sur la dispersion du quartz et par celles de M. Wood sur la vapeur de sodium. Vient ensuite l'étude de la réflexion métallique et de la dispersion dans les métaux; l'auteur suit de très près, au point de vue théorique, l'analyse de Drude, auquel il fait de fréquents emprunts dans toute cette seconde partie, comme il le dit lui-même; des indications sont données sur les expériences de Hagen et Rubens; peut-être eût-on pu insister un peu plus sur la découverte et l'ingénieuse utilisation des « rayons restants ». C'est [illegible] le point de vue électronique de Drude que l'on retrouve dans l'étude théorique de la polarisation rotatoire cristalline et de la polarisation rotatoire magnétique; cette dernière est placée dans un long et important chapitre consacré aux phénomènes magnéto-optiques; les différents cas d'effets Zeeman sont décrits, mais aucune théorie n'est donnée; celle de M. Lorentz semble cependant pouvoir être présentée sans qu'on passe au préalable par une étude complète de la dynamique de l'électron. Un compte rendu détaillé des belles expériences de M. Wood sur la dispersion rotatoire magnétique de la vapeur de sodium et de celles de Zeeman sur le même phénomène à l'intérieur d'une bande d'absorption complète brillamment cette étude.

Un court chapitre résume les connaissances générales sur l'absorption; les résultats de la théorie de Planck y sont exposés et rapprochés de la théorie de M. Lorentz sur le même sujet. Le point de vue de Planck, comme celui de M. Lamb, est celui de l'extinction de la lumière incidente par dissipation en tous sens, provenant de la résonance des électrons de même période qu'elle ou de période très voisine. C'est peut-être un phénomène de ce genre que manifeste la vapeur de sodium lorsqu'elle devient fluorescente sous l'excitation des rayons jaunes. Ce phénomène de la fluorescence, en général tout différent de celui auquel on vient de faire allusion, est étudié dans un chapitre spécial avec la phosphorescence et les autres transformations de l'énergie radiante quand elle est absorbée; il faut y signaler l'intéressant résultat des travaux de MM. Nichols et Merritt relatif aux exceptions à la loi de Stokes, et les admirables expériences de M. Wood sur la fluorescence de la vapeur de sodium.

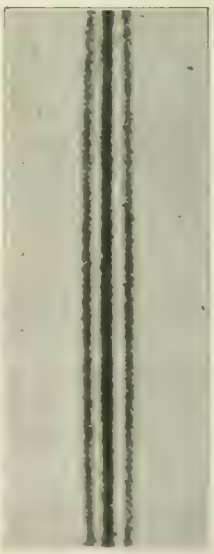
La place manque pour parler beaucoup du chapitre consacré aux lois du rayonnement; elles sont exposées avec leurs supports thermodynamiques et les vérifications expérimentales qu'on en a pu faire, d'une manière très claire et bien classique maintenant dans les ouvrages étrangers. Après deux chapitres fort originaux et pleins d'observations intéressantes sur la résonance optique (expériences de Carbasso, de Rubens et Nichols), sur la diffusion que produisent par diffraction de petites particules (loi de Rayleigh, explication du bleu du ciel, etc.), sur les effets de polarisation qu'elles produisent (objets ultramicroscopiques) et sur la nature de la lumière blanche, l'ouvrage se termine par un chapitre sur l'optique des milieux en mouvement, les expériences de Fizeau, de M. Michelson et la théorie de M. Lorentz sur ce sujet.

En définitive, l'ouvrage de M. Wood est du plus haut intérêt et constitue un précieux et puissant instrument d'étude et de recherches. **Louis Dunoyer.**

RECTIFICATION

Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique.

Par **P. Zeeman**



Dans l'extrait, d'ailleurs excellent, de mon mémoire « Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique » *Le Radium*, mars 1908, p. 95, il y a une erreur. La figure 2 est un exemple d'une résolution magnétique symétrique, tandis que le texte de l'extrait la désigne comme asymétrique. Cette figure se rapporte à la raie du mercure 5770.

J'ai l'honneur de joindre à cette note un agrandissement d'une portion de la figure 1. La résolution asymétrique de la raie 5761 y est nettement visible.

Le Gérant : Pierre Aubert. Gillois. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 5. — Mai 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Sur la radioactivité des sels de potassium (J.-C. Mc. Lennan) 142
Sur les variations irrégulières du rayonnement radioactif et sur une méthode de détermination de la quantité élémentaire d'électricité (Edgar Meyer et Erich Regener) . 150
Nomenclature dans la série du thorium. Un produit intermédiaire de courte existence entre le mésothorium et le radiothorium (Otto Hahn) 152
La distribution dans le champ électrique des dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium (Sidney Russ) 152
La présence des poussières est-elle nécessaire pour le dépôt de la radioactivité induite sous l'effet de l'effluve électrique (G. Martinelli) 152
Sur la présence du radium D, E, F dans le plomb ordinaire (J. Elster et H. Geitel) 152
Radioactivité d'une atmosphère chargée de fumée (S.-J. Allen) 155
Sur la teneur de l'air du sol en émanations radioactives (A. Gockel) 155
Produits du radium et du thorium dans l'atmosphère et dans le sol à Rome (G.-A. Blanc) 155
La dispersion électrique dans un souterrain fermé (G.-C. Trabacchi) 155
La radioactivité de l'eau de la mer (J. Joly) 154

Électronique

Applications de la théorie cinétique des métaux (G. Reboul) 129
Sur les indications fournies par les récentes recherches en électricité au sujet de la relation entre la matière et l'éther (J.-J. Thomson) . 145
Influence de discontinuités sur le mouvement des électrons (G.-A. Schott) 154
A propos de l'explication des raies spectrales (G.-A. Schott). 154
Sur la production générale des rayons d'électricité positive et d'électricité négative dans les gaz raréfiés (Bestelmeyer et Marsh) 154
Sur les rayons cathodiques lents (O. v. Baeyer) 155

Ionisation

L'ionisation des gaz par les rayons α et l'hypothèse de la recombinaison initiale (M. Moulin) . . 136
Les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz (John-S. Townsend) 157
Sur la charge transportée par l'ion négatif d'un gaz ionisé (R.-A. Millikan et L. Begeman) 158
Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultra-violette et sur la preuve d'une structure de la lumière fournie par ses propriétés électriques (J. J. Thomson) 158
Sur le phénomène photo-électrique pour des feuilles d'or minces (H. Rubens et Erich Ladenburg) 158

Technique.

Condensateur pour mesures électrostatiques (M. Moulin et Ch. Beaudouin) 143
Photomètre à lecture directe (Ch. Féry) 144

REVUE DES LIVRES

Optique physique (M. R. W. Wood) 159

Sommaire par noms d'auteurs

Allen (S.-J.) :
Radioactivité d'une atmosphère chargée de fumée . . 155
Baeyer (O. v.) :
Sur les rayons cathodiques lents 155
Bestelmeyer et Marsh :
Sur la production générale des rayons d'électricité positive et d'électricité négative dans les gaz raréfiés 154
Blanc (G.-A.) :
Produits du radium et du thorium dans l'atmosphère et dans le sol à Rome 155
Elster (J.) et Geitel (H.) :
Sur la présence du radium D, E, F dans le plomb ordinaire 152
Féry (Ch.) :
Photomètre à lecture directe 144
Gockel (A.) :
Sur la teneur de l'air du sol en émanations radioactives 155
Hahn (Otto) :
Nomenclature dans la série du thorium. Un produit intermédiaire de courte existence entre le mésothorium et le radiothorium 152

Joly (J.) :
La radioactivité de l'eau de la mer . . . 154
Lennan (J.-C., M.) :
Sur la radioactivité des sels de potassium. 142
Martinelli (G.) :
La présence des poussières est-elle nécessaire pour le dépôt de la radioactivité induite sous l'effet de l'effluve électrique . . . 152
Meyer (Edgar) et Regener (Erich) :
Sur les variations irrégulières du rayonnement radioactif et sur une méthode de détermination de la quantité élémentaire d'électricité . . . 150
Millikan (R.-A.) et Begeman (L.) :
Sur la charge transportée par l'ion négatif d'un gaz ionisé . . . 158
Moulin (M.) :
L'ionisation des gaz par les rayons α et l'hypothèse de la recombinaison initiale . . . 156
Moulin (M.) et Beaudouin (Ch.) :
Condensateur pour mesures électrostatiques. 143
Reboul (G.) :
Applications de la théorie cinétique des métaux . . . 129
Rubens (H.) et Ladenburg (Erich) :
Sur le phénomène photo-électrique pour des feuilles d'or minces . . . 158
Russ (Sidney) :
La distribution dans les champs électriques des dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium . . . 152
Schott (G.-A.) :
Influence de discontinuités sur le mouvement des électrons . . . 154
Schott (G.-A.) :
A propos de l'explication des raies spectrales . . . 154
Thomson (J.-J.) :
Sur les indications fournies par les récentes recherches en électricité au sujet de la relation entre la matière et l'éther . . . 145
Thomson (J.-J.) :
Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultra-violette et sur la preuve d'une structure de la lumière fournie par ses propriétés électriques . . . 158
Townsend (John-S.) :
Les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz. 157
Trabacchi (G.-C.) :
La dispersion électrique dans un souterrain fermé . . . 153
Wood (M.-R.-W.) :
Optique physique . . . 159

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Populäre Astrophysik. — J. Scheiner (B. G. Teubner, édit., Leipzig, 1908).

Beitrage zur Allgemeinen Kolloidchemie — B. Szilard (T. Steinkopff, éditeur, Dresden).

Les progrès de la photographie astronomique. — P. Stroobant (Hayez, édit., Bruxelles, 1907).

Intorno ad un fenomeno di polarità di Scarica. — D. Pacini (Extrait de *Il Nuovo Cimento*).

On the radioactivity of uranium Minerals. — B.-B. Boltwood (Contributions from the Sloane Physical Laboraty, Yale University).

On the radioactivity of thorium Salts. — B.-B. Boltwood (Extrait de l'*American Journ. of Science*).

Note on a new Radioactive element. — B.-B. Bolwood (Extr. de l'*American Journ. of Science*).

L'évolution des sciences. — L. Houllevigue (A. Colin, édit., Paris).

Méthodes de calorimétrie usitées au laboratoire thermique de l'Université de Moscou. — W. Longuinine et A. Schukarew (Traduit du russe, par G. Ter Gazarian) (Hermann, édit., Paris, 1908).

Josiah-Willard Gibbs. — A propos de la publication de ses mémoires scientifiques. — P. Duhem (Hermann, édit., Paris, 1908).

On the light thrown by recent investigations on electricity on the relation between Matter and Ether. — J.-J. Thomson (Conférence faite à l'Université de Manchester).

Ueber den Gehalt der Bodenluft in radioaktiver Emanation. — A. Gockel (Extrait du *Phys. Zeits.*).

Recherches sur les phénomènes électro-capillaires et thermo-électriques dans les gaz. — G. Reboul (Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris).

Zur Nomenklatur des Thoriumzerfalls produkt. — O. Hahn (Extrait du *Physik. Zeitschrift*).

Ein Kurzlebiges Zwischenprodukt Zwischen Mesothor und Radiothor — O. Hahn (Extrait du *Phys. Zeits.*).

Sur l'action exclusive des forces Maxwell-Bartoli dans la gravitation universelle. — T. Tommasina (Extrait d'une communication à la Soc. de Phys. de Genève).

Renseignements sur les laboratoires scientifiques « A. Mosso » au col d'Olen (Mont Rosa, Italie). — Institut de Physiologie, Turin.

Ueber den Einfluss des Ozons auf die Kondensation von Wasserdampf. — G. Leithauser et R. Pohl (Extrait de la *Deutsche Physik. Gesellschaft*).

Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferro-magnétiques. — P. Weiss et P.-N. Beck.

Hystérèse dans les champs tournants. — P. Weiss et V. Planer (Extrait du *Journal de Physique*).

Modern Electrical Theory. — Normand Robert Campbell (*The University Presse*, Cambridge).

Notices

Clapp et Eastham Company (Boston). — Matériel pour la production des rayons X.

Carl Schleicher et Schüll (Düren). — Nouvelle règle à calcul.

The Cambridge Scientific Instrument Company. — Appareil pour mesurer l'équivalent mécanique de la chaleur (H. Callendar).

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.

L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.

B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.

A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes températures sur l'émanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Etude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densité du courant et de la pression dans différents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction électro-magnétique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques propriétés des rayons α émis par le Radium et par les corps activés par l'émanation du Radium.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux (plusieurs mémoires).
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Etudes expérimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du radium.
J.-J. Thomson. — Sur les rayons d'électricité positive.
P. Villard. — Les rayons cathodiques dans le champ magnétique.
R. Wood. — Fluorescence et pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium.
P. Zeeman. — Progrès récents en magnéto-optique.
M P. Zeeman. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique.

SOMMAIRE DU N° D'AVRIL 1908

Mémoires originaux

Ch. Lattès. — Contribution à l'étude du rayonnement du Polonium.

H. Dadourian. — Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique.

J. Bosler. — Sur le nombre des corpuscules dans l'atome.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique. — Radiation. — Ionisation. — Technique.

Revue des Livres

M. Abraham et A. Foppl. — **H. Pellat.** **O. Mainville.** — **C. Barus.** — **J. M. Eder** — **R. Namias.**

Sommaire analytique des matières.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon — PARIS

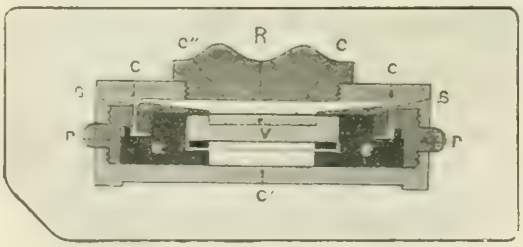
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

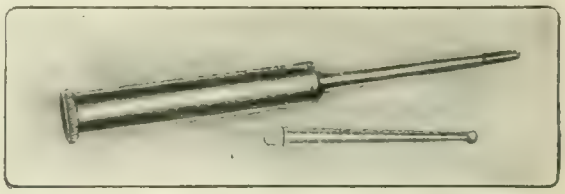
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

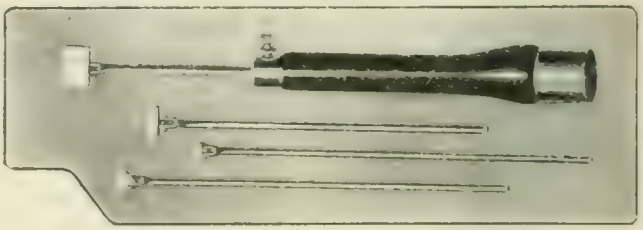
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE

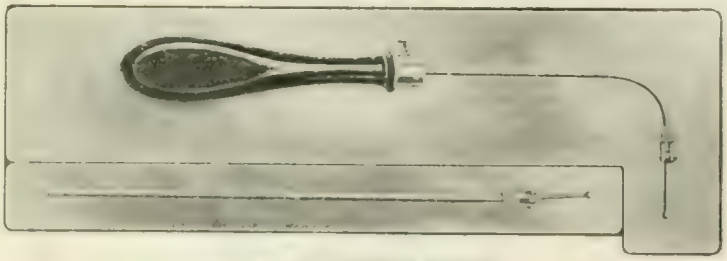
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique. Technique médicale, affections internes.



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ

Même disposition que les appareils à vernis, la tige montée sur une gouttière permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau[1]

Par R. B. MOORE

University College, Londres, Laboratoire de M. Ramsay.

Les résultats obtenus par Ramsay et Cameron[2] en dissolvant l'émanation du radium, soit dans l'eau, soit dans une solution de sulfate de cuivre, ont donné l'idée de rechercher comment l'émanation se comporte, dans ces réactions, au point de vue purement radioactif. On peut expliquer les résultats obtenus par ces auteurs de deux manières différentes :

Dans la première, proposée par Ramsay et Cameron, on admet que la particule α n'est pas identique à l'atome d'hélium, mais que la « dégradation » d'une molécule d'émanation s'effectue par choc avec les particules α; les produits de la désintégration variant suivant que l'émanation est seule ou mélangée à d'autres gaz, ou encore qu'elle est dissoute dans l'eau ou dans une solution de sulfate de cuivre.

Dans la seconde hypothèse, la particule α est un atome d'hélium, conformément à ce qui est admis; mais quand l'émanation est dissoute dans l'eau ou dans une dissolution de sulfate de cuivre, l'atome d'émanation émet une particule α de masse plus considérable.

Si la seconde hypothèse est correcte, les produits de désintégration de l'émanation dissoute dans l'eau ou dans une solution de sulfate de cuivre doivent être différents de ceux qu'on obtient lorsque l'émanation est seule ou mélangée à l'air. L'étude des produits de cette désintégration apportera quelque lumière sur le sujet.

La présente note est relative à la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau. L'émanation de 110 milligrammes de bromure de radium accumulée pendant deux jours est introduite dans une burette, sous le mercure, avec l'oxygène et l'hydrogène qui l'accompagnent.

Après avoir fait passer l'effluve, on introduit une petite quantité d'eau dans la burette, et la solution d'émanation ainsi obtenue avec le léger excès d'hydrogène est transvasée dans un tube de verre de 6 centimètres de longueur et 5 millimètres de diamètre, préalablement purgé d'air. La solution remplit alors les 5/6 du volume du tube; ce dernier est scellé. On construit la courbe de décroissance de l'émanation au moyen des rayons γ, émis au travers du tube.

La demi-période a donné le nombre 3,8 jours. Il en résulte que l'émanation dissoute dans l'eau possède la même constante de temps que dans l'air.

Les portions initiales de la courbe sont comparables à celles des courbes ordinaires; elles atteignent un maximum en 4 heures environ. Comme le volume de l'émanation employée était inférieur à 0,130 millimètre cube et que le coefficient de solubilité à 18° obtenu par Kofler[1] est 0,270, le rapport du volume d'émanation contenu dans le gaz à celui contenu dans l'eau est très petit.

Les résultats obtenus ne permettent pas de décider définitivement entre les deux théories possibles précédemment signalées. La dégradation d'une portion des molécules d'émanation en atome de néon ou d'argon au lieu de se faire en atome d'hélium ne doit pas nécessairement modifier la loi de décroissance; en d'autres termes, le pourcentage des atomes d'émanation qui se transforment par seconde doit être le même quoique la masse de la particule varie.

La véritable expérience qui permettra de décider entre les deux théories consiste à comparer les masses des particules α de l'émanation quand cette dernière est mélangée à l'air et lorsqu'elle est en dissolution.

Nous poursuivons actuellement des recherches sur ce sujet.

(Reçu le 12 juin 1908.)

1. Mémoire transmis par la Société Royale de Londres.
2. Ramsay et Cameron, *Le Radium*, 4, 388, 1907.

1. *Physik. Zeitsch.*, 9-61-907.

Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes

Par J. CHAUDIER

Faculté des Sciences de Montpellier, Laboratoire de M. Meslin

Les modifications subies par la lumière lorsqu'elle traverse un liquide (ou une liqueur mixte) placé dans un champ magnétique ont été découvertes et étudiées à peu près à la même époque par M. Majorana et par M. Meslin.

Je me propose, dans ce travail, d'exposer les principaux résultats obtenus par ces deux physiciens et d'y joindre le résultat de mes observations personnelles.

Travaux de M. Majorana.

M. Majorana a réussi à mettre en évidence dans un champ magnétique un phénomène analogue à celui de Kerr dans le champ électrostatique. Le dispositif expérimental employé est le suivant : un vase rempli de liquide est placé entre les pièces polaires d'un puissant électro-aimant du type Weiss ; la lumière polarisée par un nicol traverse le liquide normalement aux lignes de force, et les rayons modifiés par l'action du champ sont reçus sur un analyseur. Deux lames de verre précèdent cet analyseur, la première permet de compenser la double réfraction accidentelle due aux parois du vase ; la deuxième peut être soumise à des compressions normales ou parallèles aux lignes de force du champ, elle sert à compenser et à mesurer la biréfringence du liquide placé dans le champ magnétique. L'intensité du phénomène est maxima lorsque la section du nicol polariseur fait un angle de 45 degrés avec la direction des lignes de force du champ.

M. Majorana a constaté que le chlorure ferrique pur et récemment préparé est inactif, mais que sous l'action prolongée de la chaleur et de la lumière, et aussi par la vieillesse, il acquérait une très faible biréfringence. Le phénomène est très net avec le fer dialysé et peut présenter des apparences diverses. M. Majorana appelle biréfringence positive une biréfringence susceptible d'être compensée par la compression d'une lame de verre parallèlement aux lignes de force, et biréfringence négative celle qui est susceptible d'être compensée par l'étirement du verre parallèlement aux lignes de force suivant le mode de préparation du fer dialysé ou son âge. M. Majorana a observé les phénomènes suivants :

a) La biréfringence est positive et croît régulièrement avec le champ (cas du fer dialysé récent) ;

b) La biréfringence est négative et croît régulièrement avec le champ (cas du Bravais récent) ;

c) La biréfringence est d'abord positive, puis nulle, puis négative, et croît ensuite régulièrement (type le plus fréquent).

Les meilleurs résultats obtenus avec le fer dialysé ont donné une biréfringence de $0^{\lambda},12$ sous une épaisseur de 0,07 centimètre avec un champ de 18 000 gauss ; en employant le fer dialysé du commerce de préparation ancienne, on obtient, $0^{\lambda},25$.

Les fers dialysés commerciaux connus sous le nom de fer Bravais et de fer Carlo Erba se sont montrés particulièrement actifs, ils suivent la loi du type C et présentent un point d'inversion correspondant à un champ d'autant plus faible qu'ils sont plus vieux. Avec un fer Bravais très vieux (d'une dizaine d'années) ramené à la densité 1,001 et dans un champ de 18 000 gauss, M. Majorana a mesuré une biréfringence de 12λ. C'est avec ces liquides très actifs dont le point d'inversion correspond à une faible valeur du champ que ce physicien a pu avec une approximation suffisante établir les lois résumées dans la formule suivante :

$$\beta = K \frac{l(\delta - 1)(H^2 \lambda_{Na})}{\lambda^2};$$

β est la biréfringence due à l'action du champ magnétique ;

H est l'intensité de ce champ ;

l est l'épaisseur du liquide, normalement aux lignes de force ;

$\delta - 1$ est la concentration (δ étant la densité du liquide rapportée à l'eau) ;

λ_{Na} et λ sont les longueurs d'onde du sodium et de la radiation utilisée ;

K est une constante variable avec les liquides, mais d'une valeur absolue supérieure à 2×10^{-8} pour les liquides actifs.

M. Majorana pense que les fers dialysés ne peuvent être actifs que s'ils renferment des impuretés soit à l'état de chlorure (fer dialysé récemment préparé), soit à l'état de chlore (fer Bravais). Il a constaté que l'action de l'acide nitrique variait avec l'âge du produit, une modification chimique serait donc produite par la vieillesse du liquide.

M. Majorana fait aussi remarquer que les liquides actifs présentent un pouvoir absorbant considérable pour la lumière, et qu'ils se comportent, sous l'action d'un champ magnétique uniforme, comme les cristaux uniaxes doués de dichroïsme dont l'axe serait parallèle aux lignes de forces du champ.

Pour vérifier si la biréfringence magnétique est un phénomène instantané comme celui de Kerr, M. Majorana emploie un procédé analogue à celui de MM. Abraham et Lemoine, le champ magnétique est produit au moyen de la décharge d'un condensateur, la source de la lumière utilisée étant l'étincelle même de décharge du condensateur, on constate que le commencement de la biréfringence et celui de la luminosité de l'étincelle sont simultanés ; le dispositif expérimental ne permet pas d'observer si la biréfringence disparaît avec le champ, mais cette disparition simultanée est probable.

En étudiant la biréfringence magnétique avec certaines solutions de fer, M. Majorana fut amené à découvrir un nouveau phénomène, la rotation du plan de polarisation de la lumière, lorsque ce plan n'est ni parallèle ni normal au champ magnétique ; il a donné à ce phénomène le nom de rotation bimagnétique du plan de polarisation.

La rotation est dite positive ou négative selon que le plan de polarisation se rapproche ou s'éloigne de la normale au champ ; le signe de la rotation est indépendant du sens du courant excitateur. Le chlorure ferrique dilué dans l'eau est inactif s'il est pur, mais il présente le phénomène de rotation bimagnétique lorsqu'il renferme certains hydrates de fer dont la composition n'a pu être fixée par M. Majorana. D'ailleurs cette activité est passagère, elle diminue rapidement et disparaît le lendemain de la préparation.

Pour établir les lois du phénomène, il faut se servir d'une lumière monochromatique, à cause de la variation des pouvoirs rotatoires avec la couleur ; l'expérience et la théorie montrent que la rotation est maxima si le plan de polarisation est incliné à 45 degrés sur les lignes de forces du champ.

Des expériences de M. Majorana il résulte que :

1° La rotation bimagnétique du plan de polarisation est proportionnelle à l'épaisseur du liquide traversé par la lumière ;

2° Le pouvoir rotatoire croît d'abord assez rapidement avec le champ ; et à partir d'une certaine intensité tend à devenir constant ;

3° La rotation peut être positive ou négative suivant le mode de préparation active ; en général, la rotation est négative.

M. Majorana fait remarquer que, pour interpréter le phénomène de la rotation bimagnétique, il suffit d'admettre une inégale absorption par le liquide des deux composantes de la vibration normale et parallèle au champ ; d'autre part la biréfringence provient d'une différence de marche entre ces deux composantes. M. W. Voigt a retrouvé les lois énoncées par M. Majorana en s'appuyant sur les principes qu'il a adoptés pour établir la théorie mathématique du phénomène de Kerr ; il résulte de ses calculs que la rotation bimagnétique doit coexister avec la biréfringence.

M. Majorana a constaté, en effet, que la biréfringence magnétique était souvent accompagnée de dichroïsme et que, dans ce cas, l'onde la plus lente était aussi la plus absorbée.

Cependant il a trouvé quelques échantillons de fer dialysé doués d'une faible biréfringence positive et d'une rotation bimagnétique négative, et inversement ; il en a conclu que le signe du dichroïsme n'était pas toujours lié à celui de la biréfringence et qu'il était nécessaire d'introduire de nouvelles hypothèses dans la théorie de M. Voigt pour expliquer complètement ces phénomènes magnéto-optiques.

Expériences de M. A. Schmauss.

M. Majorana n'avait pu expliquer la diversité des résultats obtenus avec différents échantillons d'une même substance ; il attribuait à des impuretés du liquide la cause de ces variations. M. Schmauss a donné une interprétation de ce phénomène complexe en remarquant que toutes les liqueurs actives étaient colloïdales, et que, par suite la biréfringence observée par M. Majorana pouvait s'expliquer par l'orientation sous l'action du champ magnétique des particules ultramicroscopiques de fer en suspension dans ces liqueurs.

Dans cette hypothèse, un accroissement de viscosité de la dissolution doit contrarier ou même empêcher la production du phénomène. M. Schmauss a constaté en effet que, si l'on ajoute de la gélatine à la dissolution colloïdale, la biréfringence n'apparaît ou ne disparaît qu'au bout d'un temps d'autant plus long que la dissolution est plus visqueuse. Bien plus, la biréfringence peut être rendue permanente, si la gélatine fait prise pendant que le colloïde actif est placé dans le champ magnétique ; on obtient alors une lame de gelée biréfringente, présentant les propriétés d'une lame cristalline et rétablissant la lumière entre deux nicols croisés.

M. Schmauss a aussi étudié l'influence de la température sur les dissolutions colloïdales actives : la biréfringence diminue quand la température s'élève, puis elle s'annule, change de signe et croît en valeur absolue, le point d'inversion étant d'ailleurs indépendant de la concentration de la liqueur. M. Schmauss pense que les effets de la température sont dus à une variation inégale de la perméabilité de la dissolution et des particules en suspension dans ce milieu.

D'autres expériences effectuées avec des dissolutions

colloïdales de mastic, de savon, de soufre, d'or et d'argent n'ont pas donné de résultats.

Expériences de MM. Cotton et Mouton.

Ces physiciens ont confirmé et complété l'interprétation des phénomènes de M. Majorana donnée par M. Schmauss, en étudiant simultanément les propriétés magneto-optiques et la structure même des liqueurs actives, qui renferment, comme toutes les solutions colloïdales, des grains ultra-microscopiques en suspension. MM. Cotton et Mouton démontrent que la biréfringence magnétique est liée à la présence de ces particules par les expériences suivantes :

1° Quand on filtre le liquide actif (vieil échantillon de fer Bravais) sur une paroi de collodion, le liquide n'ayant pas traversé la membrane présente une biréfringence magnétique très grande, tandis que le liquide incolore qui a passé est inactif ;

2° Si le liquide actif se repose pendant plusieurs mois dans un flacon, il devient plus opaque à la partie inférieure et la biréfringence magnétique produite avec des échantillons prélevés à la surface est plus petite que la biréfringence obtenue avec des échantillons prélevés au fond. Les grains sont donc relativement gros, puisqu'ils tombent; ils sont pourtant ultra-microscopiques et animés de mouvements browniens très vifs.

MM. Cotton et Mouton ont aussi constaté que la grandeur de la biréfringence dépend de la grosseur de ces grains : quand on chauffe en tube scellé dans une étuve à 100° une solution colloïdale d'hydroxyde ferrique dialysé récemment préparé, la biréfringence du liquide croît avec la durée du chauffage; sa viscosité et son opacité augmentent aussi, et l'examen ultramicroscopique montre que la grosseur des grains est nettement augmentée par le chauffage. La valeur de la biréfringence magnétique dépend donc à la fois de la présence et des dimensions des particules en suspension dans la liqueur; elle est produite, comme l'ont prouvé les expériences de M. Schmauss, sur les liquides actifs coagulés, par l'orientation de ces particules.

Avec la dissolution précédente, la grandeur de la biréfringence était suffisante pour permettre à MM. Cotton et Mouton de mesurer avec précision sa variation en fonction de l'intensité du champ : la biréfringence croît, dans ce cas, à peu près comme le carré du champ et sans inversion.

En étudiant le fer Bredig, obtenu par le procédé de préparation des métaux précieux en dissolution colloïdale, ces physiciens ont constaté que la biréfringence croissait d'abord très rapidement avec le champ puis plus lentement, et à partir d'une certaine intensité (5000 gauss environ) tendait vers une valeur constante. Ce liquide renferme aussi des grains visibles à l'examen ultramicroscopique.

Enfin MM. Cotton et Mouton ont signalé un cas de biréfringence magnétique obtenu avec un liquide ne renfermant pas de fer. Par l'action d'une solution diluée de carbonate de sodium sur une solution diluée d'azotate de calcium, ils préparent un liquide qui conserve assez longtemps en suspension des cristaux très petits de carbonate de calcium; ce liquide présente une biréfringence négative dont la loi de variation est analogue à celle du fer Bredig, avec la rotation bimagnétique indépendante du sens du champ.

Des expériences complémentaires et des remarques de M. Schmauss d'une part, de MM. Cotton et Mouton d'autre part, il résulte donc que le phénomène découvert par M. Majorana est déterminé par les dimensions des particules solides orientées dans le milieu liquide, sous l'action du champ magnétique; si les particules sont très petites, les mouvements browniens qui les agitent contrarient cette orientation et nuisent à la production du phénomène; si les particules sont trop grosses, la biréfringence ne se manifeste pas, la rotation bimagnétique provenant de l'inégalité de l'intensité des deux composantes principales de la vibration est le phénomène prépondérant; enfin lorsque la grandeur des particules est comprise dans de certaines limites, la biréfringence magnétique est observable et susceptible de mesures précises.

Travaux de M. Meslin.

M. Meslin s'est proposé de rechercher si les dissolutions et les liquides à l'intérieur desquels on crée une dissymétrie, soit par un champ magnétique, soit par un champ électrique dont les lignes de force sont perpendiculaires aux rayons lumineux qui traversent ces corps, sont susceptibles de manifester le phénomène du dichroïsme. Le dispositif expérimental est le suivant : une cuve en verre de forme parallélépipédique renfermant le liquide est placée entre les pôles d'un électro-aimant ou d'une machine électrostatique; un faisceau de lumière naturelle traverse le liquide normalement au champ, puis est reçu sur un polariscope à lame de biquartz de Soleil dont l'analyseur biréfringent fournit deux images.

Dès le début de ses expériences, M. Meslin a remarqué que les solutions ou les liquides n'étaient actifs que s'ils renfermaient en suspension des particules solides cristallines et il donna à ces liqueurs ainsi constituées le nom de liqueurs mixtes. D'ailleurs les poudres amorphes telles que l'amidon et le lycopode, et les corps cristallisés dans le système cubique, ne rendent pas les liquides actifs.

M. Meslin a d'abord étudié des liqueurs à particules colorées (bichromate de potasse, hélianthine, sulfate de cuivre, etc.), et il a observé un dichroïsme de sens variable selon les constituants de la liqueur; le dichroïsme est dû à l'inégale absorption des deux

composantes lumineuses qui vibrent parallèlement et perpendiculairement au champ. Si la vibration la plus absorbée est parallèle au champ, par analogie avec le genre d'absorption que présentent les cristaux dichroïques positifs (quartz enfumé, par exemple), on dira que le dichroïsme magnétique ou électrique est positif; si la vibration la plus absorbée est celle qui est perpendiculaire au champ, par analogie avec les cristaux négatifs (tourmaline, par exemple), on dira que le dichroïsme magnétique ou électrique est négatif.

Mais M. Meslin n'a pas seulement observé le phénomène précédent avec des liqueurs mixtes à constituant solide coloré, il l'a aussi observé avec des liqueurs formées de particules cristallines incolores (chlorate de potasse, bicarbonate de soude, acide borique), disséminées dans un liquide incolore (benzine, sulfure de carbone, alcool amylique).

Dès lors, le terme de dichroïsme magnétique ou électrique ne caractérise pas rigoureusement le phénomène, qui provient non d'une inégalité d'absorption, mais d'une inégalité de modification subie par les composantes principales de la lumière dans leur passage à travers les liqueurs mixtes. M. Meslin a conservé néanmoins le terme de dichroïsme ainsi généralisé pour désigner ces phénomènes.

Si la lumière incidente est de la lumière polarisée à 45° de la direction du champ par exemple, on peut remplacer la vibration lumineuse par ses deux composantes principales, qui sont égales; mais, à la sortie de la liqueur, ces deux composantes inégalement modifiées deviennent inégales et donnent naissance à une vibration résultante rectiligne qui ne fait plus avec le champ un angle de 45° : le plan de polarisation a donc été dévié. Ce phénomène, qui augmente avec l'épaisseur du liquide traversé, peut être rapproché du phénomène de polarisation rotatoire magnétique de la lumière; il est identique au phénomène de rotation bimagnétique observé par M. Majorana.

C'est surtout l'action d'un champ magnétique sur les liqueurs mixtes que M. Meslin s'est proposé d'étudier dans ses recherches.

En opérant sur de nombreux liquides, ce physicien a constaté que l'intensité et le signe du phénomène dépendaient à la fois de la nature des particules cristallines et du liquide associés; c'est-à-dire que le constituant solide n'avait pas d'action propre d'une manière absolue, mais que son action était relative au milieu dans lequel il était disséminé. Il en résulte que le signe du dichroïsme est fonction de la valeur relative des constantes physiques (indice, constante magnétique, structure) des liquides et des solides groupés ensemble.

Comme d'autre part les substances cristallisées seules, colorées ou incolores, entrent dans la composition des liqueurs actives, on peut penser que le champ magnétique oriente toutes les particules de façon que les mêmes axes de symétrie soient parallèles ou normaux aux lignes de forces, suivant la forme de ces particules et la valeur de leur constante magnétique, et par là, ces phénomènes se rattachent aux phénomènes magnéto-cristallins.

Pour dégager de ces apparences complexes la loi du phénomène, M. Meslin forme un tableau dans lequel il met à la suite les uns des autres les divers corps solides et liquides, en remarquant qu'on peut les ranger dans un ordre tel que tout groupement d'un solide et d'un liquide donne une liqueur à dichroïsme négatif, si le solide est placé avant le liquide et à dichroïsme positif s'il est placé après lui. Ce tableau construit, M. Meslin énonce la règle suivante : pour connaître le signe du dichroïsme d'une liqueur mixte, on doit, dans le tableau précédent, mettre en regard de chacun des constituants son numéro d'ordre et son indice, puis faire le produit des différences des numéros d'ordre par les différences d'indices : le signe algébrique de ce produit indique le signe du dichroïsme.

M. Meslin, au cours de ses nombreuses expériences, n'a pas constaté de biréfringence magnétique, cependant il a observé un cas de biréfringence appréciable dans un champ électrique en employant une liqueur mixte constituée par l'hélianthine et le sulfure de carbone.

Négligeant ce cas isolé, M. Meslin a donné une théorie de ces phénomènes basée sur ce fait expérimental que les composantes principales de la lumière subissent une modification dans leur intensité, mais non dans leur vitesse de propagation. D'ailleurs l'examen microscopique des particules cristallines entrant dans la composition des liqueurs actives démontre qu'elles se présentent sous la forme de lamelles, de tables planes.

Enfin M. Meslin a constaté aussi avec certaines liqueurs très actives, un dichroïsme en l'absence d'un champ magnétique ou électrique, il pense qu'on peut attribuer ce phénomène à l'action de la pesanteur qui interviendrait pour orienter les lamelles en suspension dans le liquide suivant leur forme, leur densité, la valeur relative de leur constante capillaire; ces lamelles peuvent tomber verticalement ou descendre de telle façon qu'aucune des droites de leur plan ne soit verticale; on pourra donc observer des phénomènes de signe différent qui obéiront à la règle des indices énoncée plus haut. M. Meslin a appelé dichroïsme spontané, le dichroïsme dû à l'orientation des particules cristallines des liqueurs mixtes sous l'action de la pesanteur, il n'a pas observé de biréfringence spontanée.

Des travaux de M. Meslin il résulte que les liqueurs mixtes placées dans un champ magnétique, électrique, uniforme, ou dans le champ de la pesanteur, modifient inégalement les deux composantes de la lumière

parallèle et perpendiculaire aux lignes de forces, sans imprimer à l'une d'elles un retard par rapport à l'autre; ces modifications sont dues aux phénomènes de réflexion ou de réfraction sur les lamelles cristallines orientées sous l'influence du champ.

Travaux de M. J. Chaudier[1].

1° J'ai établi expérimentalement et théoriquement les lois du dichroïsme électrique; elles sont semblables aux lois énoncées par M. Meslin pour le dichroïsme magnétique. Entre les deux phénomènes il existe cependant une différence : le signe de dichroïsme électrique est indépendant de la valeur relative des constantes diélectriques des milieux associés, tandis que le signe du dichroïsme magnétique peut être modifié par la valeur relative des constantes magnétiques du solide et du liquide ambiant;

2° J'ai constaté que les liqueurs mixtes placées dans un champ électrique uniforme présentaient une biréfringence notable, pourvu que les particules en suspension fussent suffisamment ténues, et pour des liqueurs actives dérivées d'un même solide, j'ai établi les lois du phénomène par l'expérience et par la théorie. Le champ magnétique rend aussi biréfringentes les liqueurs actives dans le champ électrique, et la biréfringence magnétique suit les lois de la biréfringence électrique;

3° Le champ de la pesanteur est aussi susceptible de donner naissance à des phénomènes de dichroïsme et même de biréfringence. Quoique les résultats soient moins nombreux et les mesures quantitatives plus délicates, j'ai vérifié que les lois des phénomènes électro et magnéto-optiques s'appliquaient aussi au dichroïsme et à la biréfringence spontanés;

4° J'ai démontré qu'on pouvait expliquer la production de la polarisation elliptique observée dans les liqueurs mixtes par les modifications que subissait la lumière polarisée rectilignement en se diffractant sur les bords des particules cristallines orientées. Il en résulte que le retard pris par la composante parallèle sur la composante normale, par diffraction sur des écrans anisotropes plongés dans des milieux différents varie avec la nature et les indices extrêmes de l'écran, avec l'indice du liquide ambiant, et croît lorsque la différence des indices des deux milieux associés diminue;

5° Afin de déterminer le rôle du champ électrique dans les phénomènes électro-optiques, j'ai été amené à étudier l'équilibre des corps isotropes, plongés dans des milieux à constante diélectrique supérieure ou inférieure à celle de ces corps, sous l'action d'un champ électrique uniforme. A l'exception des solides isotropes de forme sphérique; les divers solides isotropes et anisotropes prennent une orientation qui est indépendante de la nature du milieu ambiant. Il en résulte que les phénomènes électro-optiques, dans les conditions où je les ai observés, sont indépendants de la valeur relative des constantes diélectriques des milieux associés dans les liqueurs mixtes.

J'ai étudié aussi l'action d'un champ électrique non uniforme sur les substances isotropes seulement; les résultats obtenus avec les corps de forme sphérique sont conformes aux prévisions de la théorie; mais, avec les corps de forme cylindrique je n'ai pu constater expérimentalement de phénomène analogue au diamagnétisme;

6° J'ai indiqué un certain nombre d'applications du dichroïsme et de la biréfringence relativement à la détermination de l'indice moyen d'un cristal à la différenciation de sels dérivés d'un même acide, à la mesure du champ électrique et magnétique peu intenses;

7° De l'ensemble des recherches expérimentales précédentes il résulte que l'action d'un champ uniforme quelconque, électrique, magnétique, gravifique se manifeste par une orientation des particules des liqueurs mixtes actives; ces liqueurs présentent alors des phénomènes de dichroïsme et de biréfringence dont les lois sont les mêmes quelle que soit la nature du champ, pourvu que l'on tienne compte du changement de signe dû au diamagnétisme. Si les dimensions des particules en suspension sont supérieures à 0 mm., 3 environ (cristaux pulvérisés de M. Meslin) le dichroïsme seul peut être observé; il est produit par la réflexion de la lumière sur les lamelles cristallines. Si les particules sont plus ténues (poudres employées dans mes expériences) et semblables entre elles, le dichroïsme reste le phénomène principal et le plus fréquent, mais la biréfringence apparaît et les modifications dues à la diffraction interviennent.

A mesure que les dimensions des particules diminuent, le dichroïsme devient plus rare, la biréfringence prend une importance prépondérante; enfin si les particules sont infiniment petites (liqueurs colloïdales de M. Majorana et de MM. Cotton et Mouton) les phénomènes de réflexion et de réfraction ne peuvent plus se produire, les liqueurs ainsi constituées sont seulement biréfringentes.

Le dichroïsme et la biréfringence des liqueurs mixtes sont donc des phénomènes généraux qui prennent naissance sous l'action directrice d'un champ uniforme quelconque et dont les intensités varient en sens inverse d'une façon continue lorsqu'on substitue progressivement à des poudres cristallines grossières des granules ultra-microscopiques.

[1] Ces travaux ont fait l'objet d'une thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris, le 8 mai 1908.

Reçu le 20 Mai 1908.

Sur les conductibilités des solutions de sels dans les acides

Par M. PONCHON

[Faculté des Sciences de Paris. Laboratoire de M. Bouty.]

Historique.

Dans une étude récente sur les conductibilités des solutions de sels dans les mélanges d'acide et d'eau, M. Boizard[1] montra que, dans un très grand nombre de cas, l'adjonction de sel à l'acide produit une diminution de conductibilité au lieu d'une augmentation comme on s'y attend. Pour pouvoir donner une théorie de ce phénomène, il étudia avec soin les solutions faites dans l'acide sulfurique plus ou moins étendu; il employa comme sels des sulfates et des acétates. Dans un but de généralisation, il examina de nombreux autres cas; mais il ne fit que les effleurer. Parmi eux celui de l'acide phosphorique et des phosphates alcalins lui parut particulièrement intéressant; aussi, sur ses conseils, en ai-je entrepris une étude systématique.

En 1895, D. Berthelot[2] avait fait un travail semblable sur les mélanges de bases et d'acide phosphorique; mais, n'ayant pas pris des pourcentages en base assez faibles, il n'observa pas de diminution de conductibilité.

Méthode de mesure.

La méthode que j'ai employée est celle qui a servi à M. Boizard. Elle dérive de celle de Kohlrausch pour mesurer les résistances électrolytiques. Deux des branches correspondantes du pont sont constituées par deux cellules contenant l'une le solvant, l'autre la solution. Ces deux cellules sont semblables; elles sont formées chacune de deux petits flacons de verre bouchés à l'émeri et réunis à leur partie inférieure par un petit tube de verre rectiligne. Deux électrodes de platine rectangulaires sont placées dans chaque flacon en face du tube de jonction; leurs surfaces sont assez grandes pour que la résistance soit presque toute dans ce tube et ne dépende pas de la position du niveau du liquide. Les électrodes communiquent à l'aide de contacts au mercure avec les fils amenant le courant. Elles sont platinées chaque jour; cette opération est indispensable si l'on veut obtenir une extinction du téléphone presque parfaite.

Lorsque l'équilibre du téléphone est obtenu, on connaît le rapport des résistances des deux cellules; on a :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1}{K}\frac{\lambda_s}{\lambda}$$

ρ_1 et ρ_2 étant les longueurs lues sur le fil, λ_s et λ les conductibilités de la solution et du solvant, K une constante ne dépendant que de la forme des cellules. En remplaçant dans une des branches la solution par le solvant, on a :

$$\frac{\rho'_1}{\rho'_2} = \frac{1}{K}.$$

Donc $\frac{\lambda_s}{\lambda}$ est connu.

La position d'équilibre du téléphone peut être déterminée au dixième de millimètre près. De telle sorte que $\frac{\lambda_s}{\lambda}$ est connu en général au millième près; et l'erreur sur la quantité $l = \frac{\lambda_s - \lambda}{\lambda}$ est inférieure à un centième.

J'ai employé les phosphates mono, di et tripotassiques, et j'ai fait varier la concentration de l'acide de 0,5 pour 100 à 87,5 pour 100. Je n'ai pu employer de pourcentage inférieur à 0,5 pour 100, malgré l'intérêt présenté, à cause du manque de conductibilité des solutions et de la perte de sensibilité de la méthode.

De nombreuses précautions furent prises pour le remplissage des cellules, la détermination du titre en acide et en sel de la solution, ainsi que de sa concentration moléculaire. Je ne puis insister ici sur ces détails.

Résultats.

J'ai dressé des tableaux donnant en fonction de la concentration moléculaire en sel m la valeur du rapport $l = \frac{\lambda_s - \lambda}{\lambda}$ et tracé les courbes figuratives.

Voici deux de ces tableaux et les courbes correspondantes :

1. G. Boizard. Thèse pour le doctorat, juin 1907, *Annales de Chimie et Physique*.
2. D. Berthelot. *Annales de Chimie et Physique*, 28-1895.

PO^4KH^2		PO^4K^2H		PO^4K^3	
m	t	m	t	m	t
Acide 5 pour 100					
$\lambda = 285 \times 10^{-9}$				$\lambda = 0.524$	
0,032	0,0488	0,024	−0,0908	0,007	−0,0482
0,086	−0,0621	0,089	−0,1345	0,060	−0,1818
0,160	−0,0464	0,190	0,031	0,122	−0,0951
0,266	0,042	0,445	0,637	0,265	0,303
0,446	0,264				
Acide 20 pour 100					
$\lambda = 1129 \times 10^{-9}$				$\lambda = 2,28$	
0,112	−0,0518	0,0772	−0,0962	0,056	−0,1009
0,218	−0,0842	0,253	−0,1924	0,151	−0,203
0,473	−0,1134	0,316	−0,2031	0,303	−0,249
0,774	−0,1024	0,494	−0,1931	0,521	−0,212
		0,618	−0,1726		

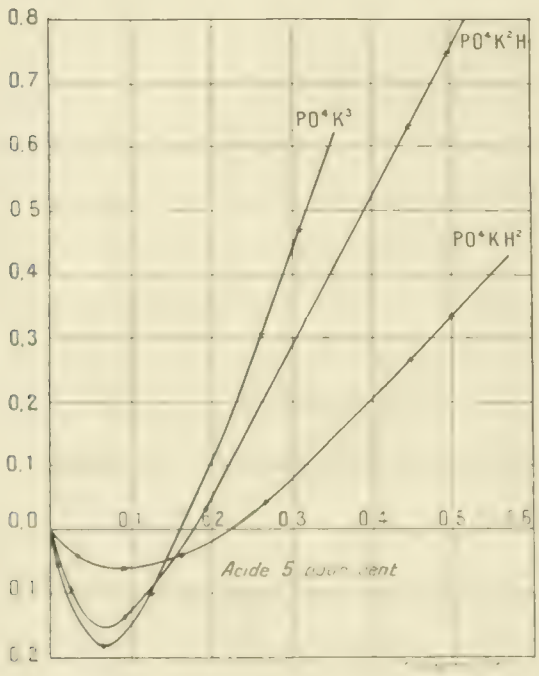


Fig. 1.

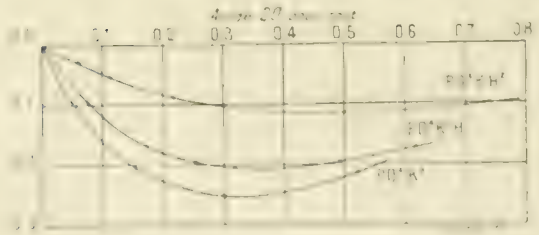


Fig. 2.

Pour les concentrations en acide de 0,5 à 10 pour 100, les courbes ont la forme d'hyperboles passant par l'origine et ayant en ce point des coefficients angulaires négatifs. Le plus grand d'entre eux en valeur absolue est celui du phosphate tripotassique; le plus petit, celui du phosphate mono. Les coefficients angulaires des asymptotes se classent dans le même ordre et sont positifs.

Pour les concentrations de 20 à 40 pour 100, comme on le voit plus haut, je n'ai pu obtenir les points d'intersection avec l'axe des m; les courbes demeurent entièrement au-dessous de lui. A partir de 60 pour 100 les courbes deviennent des droites à coefficients angulaires négatifs.

Théorie du phénomène.

Une théorie très simple explique la marche du phénomène. Il suffit d'admettre :

1° Que la solution d'acide phosphorique et de l'un quelconque des phosphates dans l'eau contient le phosphate PO^4KH^2, PO^4H^3 (1);

2° Que la quantité $m - y$ de phosphate transformé est proportionnelle, d'une part, à la quantité y de phosphate non transformé; d'autre part, à la quantité d'acide phosphorique qui reste libre.

Je suppose donc qu'il se passe les réactions

$$PO^4KH^2 + PO^4H^3 = PO^4KH^2, PO^4H^3$$
$$PO^4K^2H + 3\,PO^4H^3 = 2\,(PO^4KH^2, PO^4H^3)$$
$$PO^4K^3 + 5\,PO^4H^3 = 3\,(PO^4KH^2, PO^4H^3)$$

Si a désigne le nombre de molécules d'acide contenues dans le solvant par litre, la quantité d'acide libre après introduction de m molécules de phosphate, est $a - n(m - y)$ avec $n = 1$ pour le phosphate mono, $n = 3$ pour le phosphate di, $n = 5$ pour le phosphate tri. La seconde hypothèse faite correspond donc à la relation

$$(1) \qquad \frac{m - y}{y} = k\,(a - n(m - y))$$

La variation Z de conductibilité de la solution est due : 1° aux y molécules de phosphate non transformé;

2° à la formation de phosphate PO^4KH^2, PO^4H^3;

3° A la disparition de $n(m - y)$ molécules d'acide.

Comme les variations de conductibilité peuvent être prises proportionnelles au nombre de molécules qui les produisent, on a

$$(2) \qquad Z = py + r(m - y) - nq(m - y)$$

p et q étant les constantes relatives à une molécule de phosphate et de PO^4H^3, r celle relative, suivant le phosphate pris, à une, deux ou trois molécules de PO^4KH^2, PO^4H^3.

(1) Ce phosphate a été obtenu cristallisé dans des conditions analogues par Staudenmayer, *Zeitschrift für anorganische Chemie*, 5, 1894-594.

Des équations (1) et (2) on tire l'équation générale

$$(pm - Z)(p + nq - r) = k\,Z + m(nq - r)$$
$$a(p + nq - r) = n(pm - Z)$$

qui représente une hyperbole.

Le coefficient angulaire de la tangente à l'origine est

$$\mu_0\lambda = \frac{p - Na}{1 + ka}$$

avec $N = k(nq - r)$.

L'expérience donnant μ_0, il est possible de vérifier cette formule. Je l'ai fait dans les trois cas étudiés; le tableau ci-dessous montre dans quelle mesure la concordance de la théorie et de l'expérience a lieu.

L'hyperbole figurée par l'équation a pour direction asymptotique

$$Z = pm.$$

μ_∞ étant la direction asymptotique donnée par l'expérience, le produit $\mu_\infty \times \lambda$ doit être indépendant de a; ce que l'on voit dans le tableau ci-dessus.

Si on fait $Z = o$, on a

$$m' = B\mu_0 l$$

avec $B = -\frac{p + nq - r}{Np}$.

Donc $\frac{m'}{\mu_0\lambda}$ doit être constant. Lorsque a varie du simple au décuple, $\frac{m'}{\mu_0\lambda}$ varie du simple au double: la vérification n'est pas absolument rigoureuse.

Acide pour 100	PO^4KH^2			PO^4K^2H			PO^4K^3		
	μ_0	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ observé	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ calculé	μ_0	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ observé	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ calculé	μ_0	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ observé	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$ calculé
0,5	— 6,5	185	— 129	— 21	— 594	— 205	— 40	— 1152	— 796
1	— 5,6	— 516	— 516	— 11	— 622	— 619	— 25,6	— 1448	— 1444
3	— 3,3	— 560	— 558	— 7,2	— 1216	— 1220	— 15	— 2197	— 2259
5	— 2,2	— 622	— 668	— 5,2	— 1471	— 1415	— 8,6	— 2454	— 2466
10	1,2	— 679	— 689	2,8	— 1584	— 1584	— 4,7	— 2659	— 2656
20	— 0,64	— 722	— 755	— 1,5	— 1695	— 1685	— 2,45	— 2766	— 2775
40				— 0,85	— 1706	— 1756	— 1,4	— 2814	— 2816
formules employées	$\mu_0\lambda = \frac{0,054 - 1,11 \times a}{1 + 14,7 \times a}$.			$\mu_0\lambda = \frac{0,067 - 1,94 \times a}{1 + 10,9 \times a}$.			$\mu_0\lambda = \frac{0,094 - 4,72 \times a}{1 + 16,5 \times a}$.		

J'ai isolé dans ce tableau l'acide à 0,5 pour 100. La vérification se fait mal pour lui. Ceci paraît dû à ce qu'elle s'appuie sur des nombres un peu incertains; ils correspondent en effet à de bas pourcentages en acide et en sel, conditions défavorables pour la sensibilité de la méthode. Ce qui milite en faveur de cette explication, c'est que cette anomalie ne reparaît plus pour les autres vérifications, qui s'obtiennent avec des nombres provenant de solutions assez concentrées en sel, donc meilleures conductrices et meilleures au point de vue de la méthode. Cependant il faut remarquer que l'écart pour les trois sels est dans le même sens; alors que l'explication donnée ne l'exige nullement.

Acide pour 100	PO^4KH^2		PO^4K^2H		PO^4K^3	
	m	$\frac{m'}{\mu_0\lambda}$	m	$\frac{m'}{\mu_0\lambda}$	m	$\frac{m'}{\mu_0\lambda}$
0,5	0,05	— 1,6	0,052	— 0,54	0,029	— 3,9
1	0,07	— 2,2	0,049	— 0,79	0,047	— 3,0
3	0,14	— 2,5	0,12	— 0,98	0,106	— 2,0
5	0,22	— 3,3	0,17	— 1,1	0,155	— 1,5
10					0,157	— 1,7

Acide pour 100	PO^4KH^2		PO^4K^2H		PO^4K^3	
	μ_∞	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$	μ_∞	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$	μ_∞	$\mu_\infty \times \lambda \times 10^4$
0,5	12	559	25	707	52	905
1	5,7	524	12	679	17,5	990
3	2,08	555	3,9	659	5,8	984
5	1,28	562	2,37	670	3,3	955
10	0,58	528	1,2	679	1,6	905

Enfin, si nous faisons correspondre les indices 1, 2 et 3 aux phosphates mono, di et tripotassiques, on a

$$\frac{A_1}{k_1} = q - r_1 \qquad \frac{A_2}{k_2} = 3q - r_2 \qquad \frac{A_3}{k_3} = 5q - r_3.$$

comme, d'après la définition de r, on doit avoir sensiblement

$$r_2 = 2r_1 \qquad r_3 = 3r_1,$$

on doit vérifier que

$$\frac{A_1}{k_1} = \frac{A_2}{k_2} = \frac{A_2}{k_2} = \frac{A_3}{k_3}.$$

Or $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 0.07$, $\frac{\lambda_2}{\lambda_3} = 0.18$, $\frac{\lambda_3}{\lambda_4} = 0.28$.

Donc $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_2}{\lambda_3} = 0.11$, $\frac{\lambda_2}{\lambda_3} - \frac{\lambda_3}{\lambda_4} = 0.10$.

Cette dernière vérification justifie pleinement les hypothèses que nous avons faites au sujet des réactions qui se produisent dans la solution ; car elle est intimement liée aux valeurs des coefficients des formules exprimant les réactions.

Pour l'acide au-dessus de 40 pour 100, la variation de conductibilité est uniquement produite par la disparition de l'acide et la formation de PO^4KH^2, PO^4H^3 ; car il reste très peu de sel non transformé. La variation est alors proportionnelle à m.

Extension de la théorie aux expériences de M. Boizard.

La théorie que je viens d'exposer diffère peu de celle que donne M. Boizard dans sa thèse au sujet de l'acide sulfurique et des sulfates. Il suppose en effet que le rapport de la quantité $m-\eta$ de molécules transformées à la quantité de molécules introduites m est proportionnel à la quantité d'acide libre existant dans la solution, soit $\lambda a^2 = m - \eta$. La relation 1 est remplacée par la relation

$$m - \eta = \lambda m^2 a^2 + \mu(m - \eta)^2$$

et qui conduit à une équation entre Z et m représentant une parabole. Or ici l'existence d'asymptotes est trop nette pour pouvoir admettre cette hypothèse.

De plus elle introduit une dissymétrie qui n'existe pas dans la réalité ; d'après elle il y a proportionnalité pour la quantité de molécules de sel transformé avec le nombre de molécules d'acide libre *après* l'établissement de l'équilibre et avec celui des molécules de sel existant *avant* que l'équilibre se soit établi. Or cette façon de voir semble entraîner comme conséquence que le corps préexistant dans la solution ne joue pas le même rôle que celui que l'on ajoute. Ce qui signifie que les résultats doivent différer suivant que l'on dissout le sel dans une solution de l'acide ou l'acide dans une solution du sel, ou que l'on mélange une solution du sel à une solution de l'acide. Or M. Boizard a vérifié qu'une telle conséquence est fausse, et que le résultat dépend uniquement du contenu final de la solution et non de la façon dont elle a été faite. L'hypothèse ne montre pas la symétrie qui existe entre le sel et l'acide ; nous n'avons pas en réalité un solvant et un corps dissous, mais un ensemble de deux corps en solution dans l'eau.

Ayant vu les résultats précis que donnait dans mes expériences cette modification des hypothèses de M. Boizard, j'ai repris la théorie de ses propres expériences. Dans le cas de l'acide sulfurique et des sulfates neutres, une amélioration notable s'introduit ainsi dans l'interprétation des résultats, les mêmes vérifications que pour l'acide phosphorique se font avec la même précision. Pour les autres cas, on ne gagne presque rien à modifier les hypothèses faites par M. Boizard.

Les expériences ont été faites au laboratoire de M. Bouty, à la Faculté des sciences de Paris. Je suis heureux de pouvoir exprimer ici à M. Bouty toute ma reconnaissance pour les encouragements et les conseils qu'il m'a donnés, ainsi que pour les facilités que j'ai trouvées à son laboratoire et qui m'ont permis de mener à bien ce travail. Je tiens aussi à remercier M. Boizard, qui a bien voulu me prêter les appareils ayant servi à ses recherches et guider mes premiers essais, m'évitant ainsi les ennuis des débuts dans une technique délicate et minutieuse.

[Reçu le 5 juin 1908.]

Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère

Par M. Th. WULF

[illegible]

En complément [illegible] l'électromètre à deux fils de quartz[1], l'auteur a construit un appareil [illegible] dans l'atmosphère.

L'appareil se distingue par la simplicité de son maniement, ses faibles dimensions et la grande exactitude de ses diagrammes.

La figure 1 donne l'aspect de l'appareil tout entier dont les dimensions sont de 20 × 30 × 40 centimètres. L'électromètre et le dispositif enregistreur sont soli-

1. Cf. *Le Radium*, 4, 377-1907.

daires et montés sur une même plaque servant de support.

Un collecteur à flamme ou à écoulement d'eau est relié par le fil A à l'électromètre dont les fils de quartz s'écartent plus ou moins suivant le potentiel, un petit objectif projette une image de la partie médiane des fils, sur une bande de papier photographique qu'un

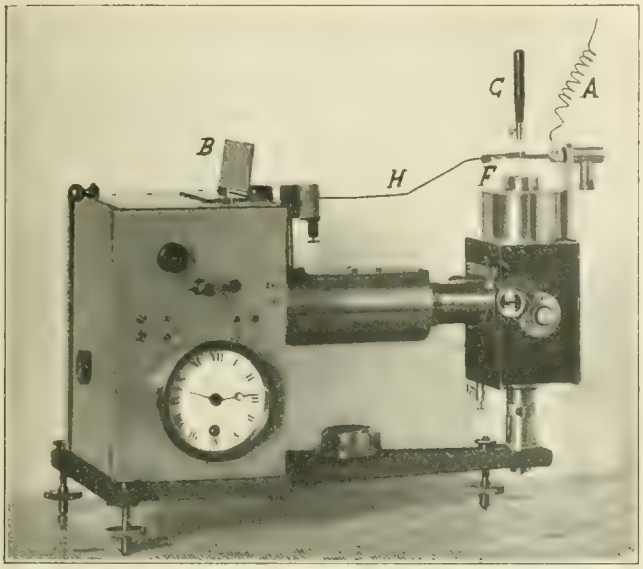


Fig. 1.

mouvement d'horlogerie déplace avec une vitesse uniforme.

Comme il s'agit avant tout, dans les problèmes qui sont actuellement à résoudre, de connaître les variations du potentiel indépendamment des perturbations « l'électricité de beau temps » (Schönwetterelektricität), on a pu choisir la vitesse de déplacement de la bande photographique assez faible pour rendre négligeables les dépenses de papier. Une bande d'un mètre de long sur 7 centimètres de large suffit au photogramme de toute une semaine; la courbe journalière s'étend alors sur environ 14 centimètres. Comme le mouvement d'horlogerie marche également pendant une semaine, l'appareil peut fonctionner pendant tout ce temps sans qu'on ait à s'en occuper.

Pour marquer le temps, un contact au mouvement d'horlogerie fait agir toutes les heures un petit électro-aimant. Le levier H est attiré, écarte le contact à ressort F qui relie le collecteur à écoulement à l'électromètre, et vient s'appliquer ensuite sur la tige à décharge C. L'électromètre est mis ainsi au sol, les fils retombent et donnent sur le papier deux points isolés.

Ces points indiquent donc :

1° Le temps par leur distance aux points analogues voisins;

2° Le zéro de l'électromètre par leur distance mutuelle;

3° Il se produit à ce moment sur les deux courbes de potentiel des interruptions qui donnent exactement deux points correspondants. Si donc la bande de papier avait dévié et s'était enroulée de travers, l'erreur se serait enregistrée toutes les heures à sa valeur réelle, et par conséquent ne serait plus nuisible.

Pendant que se fait l'inscription du temps, le collecteur reste isolé. Puis, quand le levier H revient en arrière et que l'électromètre est remis en communication avec l'électrode, les fils reviennent d'un bond à leur place.

En effet le collecteur et le réservoir d'eau restent chargés, seule la faible capacité de l'électromètre est mise au sol, de sorte que le retour au potentiel primitif se fait très rapidement.

Afin de pouvoir observer du dehors, sans ouvrir l'appareil, la position actuelle des fils, une partie de la lumière est rejetée vers le haut par réflexion sur un petit miroir incliné. Dans la paroi supérieure est insérée une lame de verre portant une échelle graduée en millimètres. On peut alors, en ouvrant l'obturateur B, y lire la position des fils. Ceci peut souvent être utile quand on veut se rendre compte de la valeur actuelle du potentiel. De plus, ce dispositif peut servir à la mise au point. En effet, le miroir est placé de façon que, lorsque l'image des fils apparaît nette sur le verre dépoli, elle est également au point sur le papier. On peut donc charger l'appareil à l'avance de sa bande photographique, le transporter au lieu d'observation, le monter et le mettre en marche à la pleine lumière du jour.

Si l'on veut se borner simplement à l'enregistrement des courbes normales de potentiel (Schönwetterelektricität), il ne peut y avoir aucun doute sur le signe du potentiel. Il nous sembla cependant désirable d'enregistrer au moins les faibles variations de signe. On se sert alors de l'électromètre muni d'un *conducteur supplémentaire*[1]. Comme source accessoire de potentiel il suffit de prendre quelques piles sèches

1. Cf. *Phys. Zeitschrift*, 8 527 1907. Les fils de quartz sont placés à l'intérieur d'un cylindre métallique qu'on met en communication avec l'un des pôles d'une pile dont l'autre est au sol, et qui est percé de deux ouvertures pour le passage de la lumière. Les fils prennent alors une charge $Q = C(V_1 - V_2)$, V_1 étant le potentiel des fils, V_2 celui du cylindre. Cette charge produit une déviation des fils qui est fonction de $V_1 - V_2$ seulement. Cette fonction est déterminée une fois pour toutes par la graduation de l'appareil. Lorsque les fils sont au sol, leur écart mesure la force électro-motrice de la pile. Ce dispositif permet de s'assurer du signe de la charge de l'électromètre, d'enregistrer des potentiels alternatifs, etc.

(Note du traducteur).

[illegible] 10 volts environ. Les courbes [illegible] dans le potentiel de [illegible] permettent d'en [illegible] la constance. La [illegible] les variations du potentiel

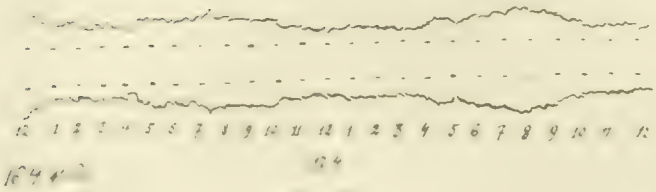


Fig. 2

en un jour calme, sans perturbations, le 16-17 avril 1908.

L'enregistrement a été fait au collège Saint-Ignace à Valkenburg (Hollande). La batterie était de 24 volts. Lorsque l'électromètre est au sol on obtient une déviation constante de 8 millimètres. Comme c'est le pôle positif de la batterie qui communique avec le cylindre inducteur, la déviation devient plus grande quand l'appareil est isolé, par suite de la chute négative normale du potentiel atmosphérique. Un potentiel positif, inverse du potentiel normal, serait reconnaissable à ce fait que les courbes cheminent entre les deux rangées de points correspondant à la mise au sol. La figure présente nettement l'allure ordinaire des courbes dans nos régions : deux minima à midi et minuit, deux maxima au lever et au coucher du soleil. Les valeurs extrêmes correspondent à des potentiels de 20 et 50 volts. Dans les expéditions scientifiques où l'on n'a à enregistrer que pendant quelques heures, on peut se passer entièrement de la batterie et s'assurer de temps en temps du signe du potentiel au moyen d'un baton d'ébonite frotté.

L'éclairage peut se faire au moyen d'une petite flamme d'acétylène (lampe de bicyclette). Une petite lampe Osram de 4 volts et 0,75 ampère suffit également. Pendant le jour, on peut simplement envoyer dans l'appareil au moyen d'un miroir la lumière du jour qui pénètre par la fenêtre.

L'appareil est fabriqué par la maison Günther et Tegetmeyer, Braunschweig, Allemagne.

Reçu le 5 juin 1908. Traduit de l'allemand par L. Bouty.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Sur les différents types de rayons γ du radium et les rayons secondaires qu'ils produisent. R. D. Kleeman (*Proc. Roy. Soc.*, 15 [578 (65) 1908]). [illegible] Fig. 1. Le radium est [illegible] de la substance étudiée

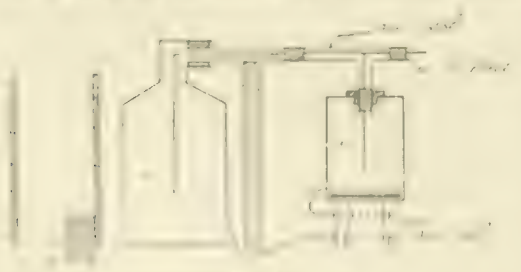


Fig. 1

[illegible] ployées, la plaque de la substance étudiée ayant la même forme que la plaque de la substance de comparaison. Les courants observés montrent que les substances peuvent, au point de vue de leur rayonnement secondaire se diviser en 5 groupes principaux. Dans le tableau I, les courants obtenus pour chaque

Tableau I

[illegible]	Cu 1.8 mm.	Zn 6.5 mm.	Fe 6.5 mm.	S 9 mm.	Al 7.5 mm.	C. 20 mm.	[illegible]
Pb	100	100	100	100	100	100	100
Hg	84.1	66.1	67.6	68.5	67.0	67.6	64.1
Zn	136	268	255	225	214	186	186
Cu	184	330	305	278	257	255	225
Fe	192	311	304	264	244	214	230
S	130	260	249		225	186	187
Al	151	280	245	250		209	208
C	190	345	331	347	334	274	284

[illegible] rapportés aux courants obtenus avec le plomb, dans les mêmes conditions, pris égaux à 100, alors que dans le tableau II les courants ont été rapportés aux courants obtenus avec le zinc. Dans le premier cas, on voit que le rayonnement du mercure est analogue à celui du plomb, et dans le deuxième que les rayonnements de Cu, Fe, S,

Tableau II

Radiateur	Pb.	Zn.	Fe	S.	Al	C.	Carbon
Pb....	64.1	57.5	59.5	44.4	46.7	55.7	55.8
Hg....	42.1	25.9	29.7	50.4	51.5	56.5	54.5
Zn....	100	100	100	100	100	100	100
Cu...	117	125	120	122	120	125	120
Fe....	110	116	120	117	114	115	127
S.....	96.5	97	98.4	»	104	99.8	101
Al....	96.8	99.6	108	106	»	112	112
C.....	107.2	128	150	154	156.2	147	155

Al sont analogues à celui du zinc, le courant obtenu avec différents écrans interposés variant tous dans le même rapport, puisque les nombres d'une même rangée sont sensiblement les mêmes quand on rapporte le rayonnement à celui de l'une des substances du groupe.

Une autre série d'expériences, faites avec des écrans d'épaisseur variable, montre que les substances d'un groupe déterminé absorbent moins les rayons secondaires émis par les substances du même groupe que les rayons secondaires émis par les substances d'un autre groupe.

Ainsi, le groupe I donne des rayons mieux absorbés par les substances des groupes II et III que par celles du groupe I. L'absorption des rayons émis par un groupe, par les substances des deux autres groupes étant différente, l'auteur admet que chacun de ces groupes émet deux groupes de rayons qui sont plus facilement absorbés, les uns par les substances de l'un des deux autres groupes, les autres par celles de l'autre. Deux groupes donnés émettent donc des rayons facilement absorbés par les substances du troisième groupe, par conséquent du même type, et il s'ensuit qu'il y a au moins trois groupes de rayons secondaires γ, chaque groupe contenant d'ailleurs des rayons de différents types (puisque le classement en groupes des substances n'est qu'approximatif) mais qui diffèrent moins entre eux que les rayons des autres groupes.

Des recherches précédentes de l'auteur[1], il résulte que les rayons γ du radium peuvent se diviser au moins en trois groupes qui présentent les mêmes propriétés d'absorbabilité sélective par les mêmes substances, mais sont beaucoup moins absorbables que les rayons secondaires correspondants. Il semble d'ailleurs probable qu'il existe d'autres types de rayons non compris dans ces groupes.

Le rayonnement secondaire par unité de masse de la substance ne peut s'obtenir en valeur relative que pour les substances d'un même groupe, par suite de l'absorption de l'écran qui sert à supprimer les rayons β. On trouve que le rayonnement par unité de masse des différentes substances du groupe II est à peu près le même.

Les résultats obtenus conduisent l'auteur à l'hypothèse suivante : Les rayons d'un groupe facilement absorbable par une substance déterminée donnent dans cette substance des rayons secondaires correspondant à ce groupe en plus grande quantité que ceux des autres groupes, mais si l'absorption sélective de la substance pour ces rayons secondaires est beaucoup plus grande que pour ceux du groupe de rayons peu absorbés par la substance, ces derniers sortiront en plus grande quantité.

Suit un essai d'interprétation dans la théorie des pulsations électromagnétiques. M. Moulin.

1. *Le Radium*, 5 1908.

Sur le poids atomique du radium — **T. E. Thorpe.** — (*Proc. Roy. Soc.* 80 298-309 1908). L'auteur a repris la détermination du poids atomique du radium par la méthode employée par Mme Curie (détermination du chlore dans le chlorure par le chlorure d'argent). Le sel provenant de 500 kilogrammes de résidus de pechblende de Joachimsthal, traités d'abord chez M. Armet de Lisle, a été fractionné au laboratoire en prenant toutes les précautions indiquées par Mme Curie. Les fractionnements ont été faits d'abord dans de la porcelaine, puis dans du verre d'Iéna et finalement dans du quartz.

Au sel ainsi obtenu est venu s'ajouter par la suite un peu de bromure de provenance allemande.

Étant donnée la faible quantité de matière dont disposait l'auteur, toutes les opérations ont été faites dans des flacons à fond conique bouchés à l'émeri, les lavages étant effectués par décantation à l'aide d'un tube capillaire.

Après quelques essais sur le chlorure de baryum qui ont conduit pour ce corps à une valeur qui diffère de moins de 0,5 pour 100 de la valeur adoptée par la commission des poids atomiques (1907-1908), les valeurs obtenues ayant d'ailleurs tendance à être un peu trop grandes, l'auteur a obtenu pour le radium les nombres suivants :

Chlorure de radium milligrammes	Chlorure d'argent milligrammes	Poids atomiques
62,7	60,4	226,8
65,9	61,8	225,7
78,4	75,5	227,7

Les deux premières déterminations ont été faites sur le sel provenant des résidus de pechblende. Pour la troisième détermination le sel de provenance allemande, transformé en chlorure et fractionné, avait été ajouté au précédent.

Le chlorure employé avait été examiné au spectroscope par sir William Huggins.

La valeur moyenne est 226,7, soit 227, l'écart étant environ d'une unité avec les valeurs extrêmes.

Les poids atomiques adoptés par l'auteur pour l'argent et le chlore sont respectivement 107,93 et 35,45.

La valeur donnée par Mme Curie, 226,45 avec la même base, est la moyenne de trois déterminations faites sur environ 400 milligrammes de sel (226,35 ; 226,04 ; 226,15 ; avec Ag = 107,8 et Cl = 35,4).

La concordance remarquable des résultats obtenus sur des sels préparés indépendamment par l'auteur et par Mme Curie permet de conclure que le poids atomique du radium est actuellement bien connu. M. Moulin.

Sur la radioactivité des minéraux d'uranium. — **Bertram B. Boltwood** (*Amer. Journ. Science.* 25-269 298-1908). — L'auteur s'est proposé de déterminer l'activité relative de chacun des corps radioactifs contenus dans les minéraux uranifères, en séparant ces corps par voie chimique.

Les activités ont été mesurées à l'aide d'un électroscope d'un type spécial représenté fig. 1. La chambre d'ionisation est formée de deux pièces d'étain reliées l'une à l'autre à l'aide d'un seul rivet, de manière à ce que l'on puisse l'ouvrir en faisant tourner la partie inférieure. Un anneau de garde, maintenu au même potentiel que le potentiel initial de l'électrode (disque d'aluminium) qui reçoit les charges, évite les fuites par l'isolant. La chambre d'ionisation a 14 centimètres de haut, 19 centimètres de diamètre

1. Mme Curie, *Le Radium*, 4 549-1907.

[illegible]

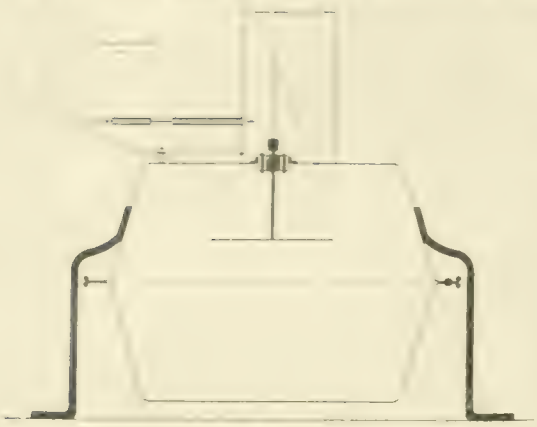


Fig. 1

le fond de la boîte d'étain inférieure. Ces couches minces [illegible] pulvérisée en poudre impalpable avec du chloroforme fraîchement distillé, en étendant

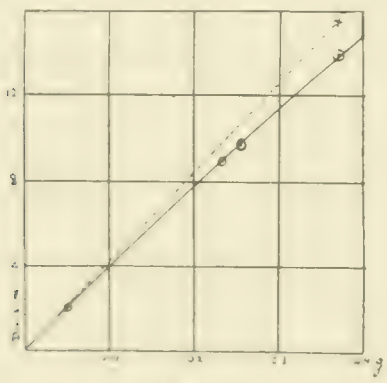


Fig. 2

ce mélange sur la feuille d'aluminium et en laissant ensuite [illegible] la lame

pour qu'on puisse renverser cette lame ; son poids peut se déterminer avec précision. Avec des couches minces, l'activité mesurée est proportionnelle au poids. La fig. 2 montre la variation de l'ionisation avec la masse de la substance contenant l'uranium. La ligne pointillée représente le courant que l'on obtiendrait si l'absorption était nulle. On voit que pour un poids de 5 milligrammes (pour 60 cm² de surface) l'absorption est pratiquement nulle. Le poids de la substance n'a jamais dépassé 11 milligrammes.

La sensibilité de l'électroscope étant déterminée avec une lame d'étain recouverte d'oxyde d'uranium U^3O^8 préparé à partir de nitrate d'urane très pur.

Il serait trop long de détailler les opérations chimiques que l'auteur décrit d'une manière très complète ; nous nous contenterons d'en indiquer les grandes lignes.

1° *Uranium.* — Un gramme de minerai pulvérisé est dissous dans l'acide nitrique étendu. Après évaporation à sec, on précipite par H^2S, évapore à sec le liquide filtré et on traite le résidu par de l'éther anhydre qui enlève la plus grande partie du sel d'urane. Dans le résidu on précipite les terres rares par l'acide oxalique ; on ajoute une solution de carbonate d'ammoniaque et un peu d'hydrogène sulfuré. On filtre et ajoute la liqueur au résidu de l'évaporation de la solution éthérée. Le volume de la solution est amené à 100 cm³ et on prélève des portions de 10 cm³ dans lesquelles on détermine l'uranium. On ajoute du sulfhydrate, chauffe et filtre l'oxyde précipité. Cet oxyde chauffé au chalumeau dans une atmosphère d'oxygène donne l'oxyde U^3O^8 que l'on pèse. On chauffe ensuite dans une atmosphère d'hydrogène, et on pèse l'oxyde uraneux ainsi obtenu. Les résultats sont en bon accord.

2° *Thorium.* — Le thorium est extrait du précipité obtenu par l'acide oxalique en utilisant la solubilité de son oxalate dans l'oxalate d'ammoniaque.

3° *Activité du minerai.* — L'activité mesurée sur le minerai pulvérisé est corrigée de l'activité de l'émanation perdue à la pulvérisation et du thorium. La correction de l'activité du thorium a été faite en déterminant la quantité de thorium présente dans le minerai et en calculant son activité d'après l'activité d'un échantillon de thorite contenant 52 pour 100 d'oxyde de thorium et 0,57 pour 100 d'uranium. (Le thorium précipité du minerai contient l'ionium.)

Le tableau suivant donne les valeurs obtenues pour les différents minerais étudiés, et dans la dernière colonne le rapport de l'activité du minerai à l'activité de l'uranium qui y est contenu. En laissant de côté les carnotites, qui sont poreuses à l'état naturel et laissent échapper de l'émanation, la valeur moyenne de ce rapport est de 4,69.

Tableau IV

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

4° *Activité relative du radium et de l'uranium.* — Par comparaison de l'émanation dégagée avec l'émanation formée dans une solution de chlorure de baryum radifère connue en fonction d'une solution étalon de bromure de radium et contenant, par cm³, 8,5 10^{-10} grammes de radium, l'auteur a trouvé que pour les uraninites 1, 2, 3, 4, 5, la quantité de radium contenue dans 10 cm³ de la solution de chlorure était égale à celle qui est associée avec 0,0250 grammes d'uranium dans les minerais.

Évaporant à sec 10 centimètres cubes de cette solution sur une lame de platine pour en chasser l'émanation et laisser se détruire ses produits immédiats, et mesurant l'activité du résidu, on a l'activité correspondante au radium associé dans le minerai à 0,0250 grammes d'uranium. Le rapport de l'activité du radium à celle de l'uranium a été ainsi trouvé de 0,451.

Pour l'électroscope employé, l'activité du radium contenant en équilibre radioactif l'émanation et les radium A, B et C étant environ de 5,64 fois l'activité du radium lui-même, l'activité du radium et de ses produits immédiats dans le minerai est donc 5,64 × 0,45 = 2,54 fois celle de l'uranium, l'activité de l'émanation et des radium A, B et C étant par conséquent 4,64 × 0,45 = 2,09 fois l'activité de l'uranium. C'est ce facteur qui a été employé pour corriger l'activité pour la perte d'émanation à la pulvérisation.

Un essai a été fait pour déterminer directement l'activité des produits A, B, C, en recueillant sur une lame de cuivre chargée négativement les produits formés par l'émanation extraite de 0,200 gramme d'uraninite n° 4. L'activité correspondante au radium A et au radium C n'était que 60 pour 100 de celle que l'on aurait dû avoir. Il est probable que l'on aurait tout recueilli dans des conditions plus favorables. Les courbes de désactivation donnent les proportions des activités de A, B et C en équilibre au moment où l'on a retiré la lame de l'émanation. Le rapport des activités du radium A et du radium C est égal au rapport des parcours de leurs rayons α. Les activités relatives des produits de désintégration du radium seront données plus loin dans le tableau général.

5° *Polonium* (*Ra F*). — Le polonium est extrait du minerai dissous par précipitation par H^2S après addition d'un peu de nitrate de bismuth. On redissout, précipite le plomb à l'état de sulfate, puis le bismuth polonifère par l'ammoniaque. Le polonium est précipité de la solution chlohydrique de ce bismuth polonifère sur une lame de bismuth ou, dans les expériences finales, sur une lame de cuivre. Le sulfate de plomb a entraîné un peu de polonium; ce sulfate est redissous en chauffant avec de l'acide chlorhydique et quelques cristaux de chlorate de potasse. On précipite le polonium de cette solution sur une lame de cuivre.

La loi de décroissance de l'activité de ces lames correspond bien à celle du polonium. L'activité trouvée est 0,46 fois celle de l'uranium.

6° *Ionium.* — D'après les expériences de Hahn, l'ionium suit le thorium dans ses réactions. Après précipitation des sulfures de 1 gramme d'uraninite n° 4, on ajoute 0,2 gramme de nitrate de thorium exempt de radiothorium, précipite par l'acide oxalique et calcine le précipité. On redissout, reprécipite et après calcination au chalumeau, on pèse l'oxyde. On en redissout une partie, précipite par l'ammoniaque, redissout, précipite plusieurs fois par le thiosulfate de sodium. On convertit en oxydes, on pèse et on mesure l'activité de ces oxydes. L'activité augmente d'abord pendant 30 jours (formation du Th X), puis diminue lentement (diminution du radiothorium). L'activité corrigée de celle du thorium et de ses produits est 0,34 de celle de l'uranium présent.

L'uraninite n° 2 traitée de la même manière a donné 0,32.

Dans une autre expérience, l'extraction a porté sur le précipité obtenu à partir du résidu laissé par le traitement à l'éther dans les expériences de détermination de l'uranium. L'activité de l'ionium était 0,32 de celle de l'uranium présent (uraninite n° 3).

Le même minerai a donné 0,35 pour un traitement identique, sauf que le thorium n'a pas été séparé des autres terres rares par traitement au thiosulfate. L'activité a monté au bout de 129 jours à 64 pour 100 de sa valeur initiale, ce qui est dû à l'actinium.

7° *Actinium.* — L'actinium n'est pas précipité par le thiosulfate de sodium. La solution séparée du précipité, dans les expériences précédentes, est débarrassée du thiosulfate puis précipitée par l'ammoniaque. L'activité des oxydes ainsi obtenus augmente pendant 110 jours environ. A la fin, l'activité de l'actinium et de ses produits était, par rapport à celle de l'uranium présent : 0,14 et 0,15. De l'augmentation d'activité dans la dernière expérience de détermination de l'ionium, on déduit 0,24. Enfin, l'activité du précipité donné par l'acide oxalique, corrigée du thorium et de l'ionium présents, donne 0,36. L'auteur considère ce nombre comme probablement plus approché de la vérité, la précipitation de l'actinium par l'ammoniaque étant toujours incomplète (Hahn, Levin).

Autres expériences. Activité des minerais chauffés. — L'activité de l'uraninite n° 4, chauffée 10 minutes au Bunsen, n'était plus au bout de 3 heures que 3,51 fois plus grande que celle de l'uranium qu'elle contient, par suite du dégagement d'une partie de l'émanation. L'activité reprend sa valeur primitive au bout de plusieurs mois, ce qui montre que le polonium n'a pas été volatilisé.

Activité d'anciennes préparations de radium. — Ces préparations anciennes doivent contenir une quantité appréciable de polonium. 10 centimètres cubes de la solution étalon de bromure de radium préparée par Rutherford, Eve et Boltwood, ont été évaporés à sec; l'activité du résidu exempt d'émanation et de ses produits immédiats était égale sensiblement à 0,52 fois l'activité de l'uranium auquel il aurait été associé, soit une activité plus élevée de 0,07 fois l'activité de l'uranium associé. L'augmentation due au polonium, calculée d'après l'âge de la solution, était de 0,08, en bon accord avec la valeur trouvée.

Pouvoir émanant du sulfate de radium. — Le pouvoir émanant d'une couche mince de sulfate de radium n'est pas négligeable. Pour 10^{-9} grammes par centimètre carré, la perte était d'environ 10 pour 100 de la quantité totale. Le sel avait été desséché en le chauffant au rouge sombre.

Quantités relatives de radium et d'uranium dans les minéraux. — La détermination plus précise de la quantité d'uranium présente dans les minéraux donne, pour la quantité de radium associée à 1 gramme d'uranium la valeur de 3,4 10^{-7} grammes, au lieu de 3,8 10^{-7} (Rutherford et Boltwood).

Activités relatives du radium et de l'uranium. — D'après les résultats, l'activité d'un gramme de radium (sans ses produits de désintégration) est égale à celle de 1 500 000 grammes d'uranium. Un gramme de bromure de radium pur et anhydre vieux de 30 jours et ayant conservé toute son émanation est égale à celle de 4 200 000 grammes d'uranium pur (en admettant que le bromure de radium qui avait servi pour la solution étalon était pur).

Conclusions. — Les valeurs des activités relatives des différents corps contenus dans les minéraux sont, par rapport à l'uranium :

[illegible]	1,00
Ionium	0,56
[illegible]	0,45
[illegible]	0,62
Radium A	0,54
[illegible]	0,04
[illegible]	0,91
[illegible]	0,46
[illegible]	0,28
[illegible]	4,64

[illegible] 1,76. [illegible] : 4,69.

[illegible] des dépôts minéraux par rapport à l'uranium qu'ils contiennent et le fait que l'on peut extraire de tous ces minéraux des quantités appréciables d'actinium rendent vraisemblable que l'actinium est un produit de désintégration de l'uranium.

M. Moulin.

Sur l'ionium, un nouvel élément radioactif. — Bertram B. Boltwood [illegible] 25 565-581 [1908]. — Après avoir rappelé les résultats obtenus antérieurement par différents auteurs sur les propriétés de l'actinium et la discussion de MM. Debierne et Giesel (actinium-émanium), l'auteur décrit les expériences qui l'ont conduit à l'hypothèse qu'il existe un nouvel élément radioactif qui suit le thorium dans ses propriétés et rappelle les recherches de M. Rutherford sur la production du radium [illegible] qui ont conclu à la même conclusion.

M. [illegible] décrit de nouvelles expériences qui l'ont conduit à identifier cette nouvelle substance, l'ionium. Ces [illegible] des résidus minéraux d'uranium. Le traitement consistait, en principe, à enlever le polonium par précipitation des sulfures, puis à précipiter les terres rares à l'état d'oxalates. Ces oxalates étaient redissous puis reprécipités soit par l'acide oxalique soit par l'ammoniaque pour enlever le radium qui a pu être entraîné. On étudiait ensuite la production du radium dans leur solution par la méthode de l'émanation.

Dans l'une des solutions, une séparation des terres rares a été faite. Le thorium précipité par le thiosulfate de sodium est redissous : dans cette solution, la quantité de [illegible] 7 fois plus [illegible] 100 fois qu'au début. Les autres terres rares restées en solution sont précipitées par l'ammoniaque ; leur solution ne produit pas de radium.

L'activité des substances contenues dans la solution a été déterminée en précipitant ces substances et en mesurant l'activité des oxydes étendus en couches minces par la méthode déjà décrite. Cette activité mesurée de temps en [illegible] X. Connaissant le poids de la couche d'oxyde, on peut calculer l'activité totale de la substance et, après correction de l'activité correspondant au thorium, on trouve que la [illegible]

L'auteur indique, pour la séparation de l'ionium, la méthode suivante : on part de carnotite que l'on dissout dans l'acide chlorhydrique et l'on ajoute quelques grammes de terres cériques sous forme de chlorures. On sépare les [illegible] thorium et l'ionium, que l'on purifie ensuite par plusieurs précipitations successives à l'aide du même réactif. La substance ainsi obtenue a une activité quelques milliers de fois plus grande que celle d'un poids égal d'uranium pur. Elle contient au début un peu d'uranium X qui disparaît au bout de quelque temps.

L'ionium émet des particules α dont le parcours dans l'air à 760 millimètres de pression est de 2,8 cm. Il émet peut-être aussi des rayons β moins pénétrants que ceux de l'uranium X.

La quantité du radium produite dans les solutions d'ionium conduit, pour cette substance, à une vie d'au moins 25 ans. D'un autre côté, on sait que l'augmentation de radium dans une solution d'uranium purifiée est sensiblement nulle, de sorte que, s'il n'existe pas d'autres produits intermédiaires à transformation lente, la vie de l'ionium pourrait être du même ordre que celle du radium.

Les résidus de pechblende ne contiennent ni thorium ni ionium. Ces corps ont été enlevés lors du traitement principal.

Il s'était produit dans du nitrate d'urane pur recristallisé, préparé depuis quatre ans, une petite quantité d'une substance émettant des rayons α, dont l'activité était de l'ordre de grandeur de celle que l'on pouvait attendre pour l'ionium. Des expériences portant sur de plus grandes quantités sont en cours.

Les propriétés chimiques de l'ionium étudiées jusqu'à présent sont toutes identiques à celle du thorium. Sa position par rapport au radium lui assignerait un poids atomique d'environ 230 ; celui du thorium étant 232,5, ces deux éléments seraient voisins dans la classification périodique.

Il semble très probable que le corps décrit au début par M. Debierne sous le nom d'actinium était en réalité un mélange d'ionium et de l'élément identifié et décrit pour la première fois par Giesel sous le nom d'émanium. Ceci explique les propriétés chimiques incorrectes attribuées par M. Debierne à la substance connue maintenant sous le nom d'actinium. Les préparations de Giesel contenaient d'ailleurs aussi, dans certains cas, de l'ionium, puisque Rutherford a pu déceler une production de radium par l'une d'elles.

La présence de l'ionium permet aussi d'interpréter le fait que le thorium séparé des minerais d'uranium par Hoffmann et Zerban a une activité anormale, beaucoup plus grande que celle qui correspond au thorium lui-même. Elle explique aussi que Hahn ait trouvé pour le thorium une radiation α, alors que M. Boltwood a trouvé que le thorium extrait de la monazite, exempt de ses produits de désintégration a une activité inférieure à 7 pour 100 de l'activité qu'il possède quand il est en équilibre radioactif avec ses produits de désintégration.

L'ionium est sans aucun doute un produit de désintégration de l'uranium, intermédiaire entre l'uranium X et le radium ; l'activité relative du radium et de l'ionium dans les minéraux est en accord avec cette hypothèse.

M. Moulin.

Sur la vie du radium. — **Bertram B. Boltwood.** — Amer. Journ. Science, 25 495-506 [1908]. — Si l'on considère des produits de transformations successives A, B, C dont les constantes de temps sont respectivement λ_1, λ_2, λ_3, les quantités P, Q, R, de ces produits qui coexistent à l'état d'équilibre sont telles qu'un atome de chacun d'eux se détruit simultanément, c'est-à-dire telle que

$$\lambda_1 P = \lambda_2 Q = \lambda_3 R$$

La constante du produit B

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1 P}{Q}$$

peut donc se déterminer facilement, puisque $\lambda_1 P$ est la quantité de la substance B formée par unité de temps par les P atomes de la substance A, et Q le nombre d'atomes de la substance B qui coexistent avec les P atomes de la substance A.

Les expériences ont porté sur quatre solutions d'ionium préparées dans un travail antérieur. La quantité de radium présente à l'état d'équilibre étant calculée d'après les résultats obtenus précédemment sur les activités relatives de l'uranium, de l'ionium et du radium dans les minéraux : de la mesure de l'activité de l'ionium présent dans la solution, il est facile de déduire la quantité d'uranium avec laquelle il était associé, puis la quantité de radium correspondant à l'ionium présent dans la solution.

D'autre part, la production de radium était déterminée en extrayant par ébullition l'émanation produite au bout d'un certain temps. Si q est la quantité de radium produite par unité de temps et λ la constante de temps de l'émanation, la quantité d'émanation présente au bout du temps t est

$$q t - \frac{q}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$$

Si l'ionium contenait initialement une quantité de radium q_0, la quantité totale d'émanation présente au bout du temps t sera

$$q_0(1 - e^{-\lambda t}) + q t\left[1 - \frac{1}{\lambda t}(1 - e^{-\lambda t})\right]$$

En mesurant de temps en temps la quantité d'émanation présente, il est donc facile de déterminer q.

Les expériences ont donné comme rapport de la quantité de radium produite par an à la quantité de radium en équilibre avec l'ionium, la valeur moyenne $\lambda = 3,42 \cdot 10^{-4}$. Une autre série portant sur 40 grammes d'un échantillon très pur d'uraninite dans lequel les produits actifs ont été séparés, a conduit à la valeur $\lambda = 3,48 \cdot 10^{-4}$.

On déduit de cette valeur que la période de transformation du radium (temps nécessaire pour une diminution de moitié) est d'environ 2 000 ans. Cette période est en bon accord avec celle que Rutherford a déduite de considérations d'un autre ordre (rayons α, chaleur dégagée).

Pendant toute la durée de l'examen des préparations d'ionium (559 jours dans l'un des cas), la production de radium est restée constante, ce qui justifie l'hypothèse que l'ionium est un produit à transformation relativement très lente.

M. Moulin.

Action des sels de potassium sur la plaque photographique. — **M. Levin et R. Ruer** (*Phys. Zeitsch.*, 15 avril 1908, 8-248-A). — L'activité des métaux communs a été mise en doute depuis que Elster et Geitel ont montré que le plomb, le plus actif de tous, doit sa radioactivité à la présence de traces des radiums D, E, F. Wood et Campbell trouvent néanmoins que les minéraux renfermant du potassium possèdent une activité propre, proportionnelle à leur teneur en potassium. Pour contrôler ce point, MM. Levin et Ruer ont étudié différents sels de potassium, dont les uns provenaient directement ou indirectement des mines de Stassfurt, les autres étaient d'origine végétale ou animale. On a préféré aux méthodes électrométriques une méthode photographique, et l'on a recherché si les sels de potassium impressionnent la plaque photographique à travers une feuille de papier noir. La pose a été de 190 jours.

Le résultat a été le suivant : tous les sels de potassium ont donné une image sur la plaque photographique. Ces images étaient sensiblement de même intensité avec tous les échantillons. Le sulfate de soude n'a rien donné, même après renforcement énergique du cliché. L'oxyde de plomb a donné une image très faible après renforcement, le plomb métallique une image de même intensité que les sels de potassium. L'ordre de grandeur des effets obtenus est le millième de l'uranium.

Léon Bloch.

Cinétique chimique de la transformation des corps radioactifs. — **Philippe. A. Guye** (*Journal de Chimie Physique*, 4-294-A). — L'auteur établit un parallèle entre la cinétique des transformations des corps radioactifs et celle des réactions chimiques, parallèle basé sur certains caractères communs à ces deux phénomènes, et que nous suivrons dans l'ordre où ils sont présentés.

Si l'on considère l'hypothèse que le nombre dn d'atomes radioactifs qui se transforment dans un temps dt est proportionnel au nombre d'atomes non encore transformés, on voit que cette hypothèse est identique à celle contenue dans la *loi d'action de masse*, de Guldberg et Waage, et qui correspond à une réaction du 1er ordre dont la constante de vitesse ne dépend que d'une seule espèce de molécules. La formule donnant la quantité de matière transformée dans la réaction du 1er ordre, en fonction du temps, ou constante de vitesse de la réaction, est donc assimilable à ce que l'on appelle *constante* de désactivation de l'atome radioactif. Autre analogie : la constante de désactivation d'un élément est indépendante de la concentration, de même que pour la *constante de vitesse* dans la réaction.

Une comparaison du même ordre que la précédente, est faite entre *la loi de coexistence des réactions simultanées*, et celles qui régissent les transformations simultanées ou successives des corps radioactifs. Un point cependant établit une différence très nette entre les deux catégories de phénomènes, c'est l'effet de la température dont les variations sont sans influence sur les désintégrations radioactives, alors qu'elles sont un des plus importants facteurs de la vitesse des réactions chimiques.

Par une dialectique assez serrée l'auteur montre que ce dernier fait s'accorde avec les lois de la cinétique chimique, en interprétant les variations de vitesse des réactions avec la température, par l'existence de deux facteurs : la *force chimique* et la *résistance chimique*. La vitesse dépendant du rapport du 1er au second de ces facteurs.

De ce fait l'accélération des réactions chimiques avec la température dépendrait de la diminution de cette *résistance* ; différentes considérations sur lesquelles nous ne pouvons nous étendre permettent en effet de considérer comme probable l'invariabilité de la force chimique avec la température.

Comme conclusion l'auteur considère que « la vitesse d'une transformation radioactive représente le cas le plus simple de la cinétique chimique, c'est-à-dire *une ou plusieurs réactions du 1er ordre se passant dans un milieu à résistance chimique constante avec la température, sous l'action de forces constantes avec la température* ».

Ces rapprochements entre les phénomènes de désintégration atomique et de réactions chimiques sont assez intéressants, car ils permettent en certains cas de fixer les idées. Mais la forme exponentielle commune à ces deux phénomènes ainsi qu'à d'autres, de nature *en apparence* purement physique, tels que l'extinction des corps phosphorescents par exemple, est le seul point sur lequel une comparaison puisse être établie. Les quantités d'énergie libérées par les transformations radioactives et les formes de cette énergie ne sont nullement comparables avec celles mises en jeu dans les actions chimiques. Il faut ajouter, du reste, que l'auteur n'a fait aucune comparaison de ce genre, s'étant borné à faire seulement un rapprochement sur les *formes* cinétiques générales de ces phénomènes.

L. Matout.

La loi des transformations par échelons et la radioactivité. — G. C. Schmidt (*Jahrb. der Radioakt.*, 5, [illegible]). — [illegible] celui qui est le plus voisin de son état actuel, c'est-à-dire [illegible] libre. Le système peut d'ailleurs subsister dans ce nouvel [illegible] énoncé qu'il croit absolument général et qu'il appelle *la* [illegible] W. Ostwald résume un grand nombre de faits de la chimie[1]. C'est ainsi, par exemple, que, par action du chlore sur la potasse, il se forme d'abord de l'hypochlorite, et ce n'est qu'après une longue série de réactions qu'on arrive au système de [illegible]

Cette loi, comme d'autres lois de la chimie physique, [illegible] il n'arrive jamais que le thorium perde à la fois 5 particules α pour donner du thorium C. Au contraire, c'est par perte d'une particule α, seulement, à chaque transformation qu'on obtient successivement le thorium X, le radiothorium, etc.

[illegible] qui explique pourquoi les produits de transformation sont de plus en plus nobles au point de vue électrochimique (Lucas [illegible]

[illegible] (admise en général implicitement), d'après laquelle chaque atome radioactif n'émet qu'une seule particule α, en se transformant en son produit de désintégration, car à chaque échelon de son évolution il ne doit que la plus [illegible] E. Bauer.

Électronique

Propriétés optiques et théorie des électrons. — H. Erfle (*Z. [illegible] Phot.*, 6, 100-136, 1908). — [illegible] de calculer la valeur de l'expression $p \times \frac{\ }{\ }$, p étant par [illegible] propre dans l'ultra violet (ou plutôt la limite inférieure de [illegible] substances possédant des liaisons doubles et triples, des [illegible] lecolaire.

[illegible]

Le travail contient encore des considérations sur le déplacement des bandes d'absorption des substances organiques avec la température.

Un échauffement produit en général un déplacement vers les courtes longueurs d'onde pour les fluides et vers les grandes longueurs d'onde pour les solides. E. Bauer.

Observation de la séparation magnétique des raies spectrales au moyen de la méthode de Fabry et Pérot. — P. Zeeman (*Proc. Kon. Akad. v. Wetens. Amsterdam*, 10-440-445, 1907). — M. Zeeman emploie l'étalon d'épaisseur de MM. Fabry et Pérot pour la comparaison des longueurs d'onde d'une raie et de ses composantes. Lorsqu'on augmente progressivement le champ magnétique, on voit deux systèmes de nouveaux anneaux sortir des anneaux primitifs, les uns allant vers le centre et correspondant à la raie déplacée vers le rouge et les autres s'élargissant et correspondant à la raie déplacée vers le violet. La méthode des coïncidences permet alors de déterminer le rapport de la longueur d'onde des composantes à la longueur d'onde de la raie primitive. M. Moulin.

Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman. — W. Lohmann (*Zeitschr. für wiss. Phot.*, 4, 1 et 41-1908). — M. Lohmann étudie le phénomène de Zeeman pour un certain nombre de raies du spectre visible des gaz rares, du sodium et du mercure, au moyen du spectroscope à échelons de Michelson. Cet appareil présente les avantages suivants : il est bien plus dispersif que le réseau de Rowland, et permet par conséquent d'opérer avec des champs magnétiques plus faibles, d'observer d'une manière précise des gaz contenus dans des tubes de Geissler qui forcent d'écarter les pièces polaires et de diminuer le champ. D'autre part il est incomparablement plus lumineux que les interféromètres, tout en possédant un pouvoir séparateur à peine deux fois plus faible ; il permet donc de découvrir des composantes trop peu lumineuses pour être observées avec un interféromètre.

Les épreuves photographiques sont obtenues après 1 h. à 2 h. 1/2 de pose.

Les mesures sont délicates, car les spectres de divers ordres sont superposés. De plus on ne peut observer que le spectre visible. Voici les résultats principaux du travail de Lohmann :

1° Partout l'écart des composantes est proportionnel au champ ;

2° La raie 5769,45 du Hg donne non pas un triplet comme on l'avait observé jusqu'alors, mais un nonet visible à partir de 15 000 gauss ;

3° Les raies de l'hélium donnent toutes le triplet normal (si on élimine les satellites) ;

4° Les raies du néon, au contraire, présentent des phénomènes très compliqués, le nombre de composantes obtenues est toujours un multiple de 3 (jusqu'à 3×5), tandis que les métaux peuvent donner 5, 7 et 8 composantes. Il se peut cependant que tous les corps se comporteraient comme le néon, si on arrivait à éliminer les raies satellites. F. Bauer.

Décomposition dissymétrique de la raie jaune du mercure 5790 dans le champ magnétique. — P. Gmelin (*Phys. Zeitsch.*, 9, 1908, 209 A.). — Zeeman a fait connaître en 1907 ses observations sur la dissymétrie de la décomposition de la raie 5790 du mercure dans le champ magnétique. Dans un champ de 15 000 à 30 000 unités, la dissymétrie était de 10 pour 100 environ, la composante la plus réfrangible étant plus écartée [illegible] que l'autre.

M. Gmelin, qui avait étudié précédemment les mêmes raies sans observer aucune dissymétrie, les a étudiées à nouveau dans des champs plus intenses, et est arrivé à confirmer les résultats de Zeeman.

Mais il a de plus constaté deux phénomènes intéressants :

1° La raie *immobile* est, elle aussi, déplacée par le champ magnétique. C'est ce déplacement qui donne lieu à l'apparence d'une décomposition dissymétrique. En réalité les composantes extrêmes restent symétriques par rapport à la position qu'occupait la raie primitive avant l'excitation du champ magnétique.

2° La dissymétrie, mesurée par le déplacement de la raie immobile, est proportionnelle au *carré* du champ. Cette loi est contraire à celle de Zeeman, qui a trouvé la simple proportionnalité au champ. Il ne semble pas non plus qu'elle puisse se concilier avec les prévisions de la théorie de Voigt et de Lorentz.

La raie 5769, comme l'a déjà observé Zeeman, ne présente aucune dissymétrie. Léon Bloch.

Modifications du premier spectre de raies du mercure. — E. Castelli (*Il Nuovo Cimento*, **15**-57-1908, A). — En se servant d'un arc au mercure (lampe Uviol) pour faire de la spectroscopie avec un spectrographe Steinheil, M. Castelli a eu l'occasion d'observer que, tout en gardant leur position dans le spectre, un certain nombre de raies du mercure diminuaient beaucoup d'activité chimique : les raies correspondant aux longueurs d'onde les plus réfrangibles arrivaient à ne plus impressionner la plaque photographique, alors que celles qui étaient dues aux radiations de grande longueur d'onde avaient une activité photochimique de plus en plus grande.

En reprenant ces expériences photographiques, M. Castelli trouva de nouveau que les raies du triplet ultra-violet extrême (5663,5 — 5654,9, 5650,5 Angstroms), sont pour ainsi dire complètement absentes des photographies, alors que les raies 5790,49 — 5769,45 et 5460,97, lesquelles n'avaient donné dans les épreuves primitives que des impressions à peine visibles produisaient à présent des marques beaucoup plus intenses et plus nettes que n'importe quelle autre raie. L'intervalle de temps qui sépare les deux séries de mesures est de 6 mois environ. Pendant ce temps l'arc au mercure a fonctionné une centaine d'heures à peu près.

La modification signalée ci-dessus est allée en se continuant. De nouvelles photographies ont montré que les raies 4847,7 et 4359,5 produisent des impressions photographiques de moins en moins marquées, alors que les raies 4358,8, 4078,5 et 4046,78 se sont dilatées et estompées vers la partie la moins réfrangible du spectre. Tout ceci indique qu'il s'agit d'une modification graduelle inhérente à l'atome de mercure lui-même et, dans les idées de Stark, devrait s'interpréter en admettant un passage graduel d'atomes neutres à l'état d'ions positifs monovalents ou d'ions monovalents à l'état d'ions divalents.

M. Castelli a placé l'arc au mercure entre les pôles d'un électro-aimant donnant des champs variant de 150 à 600 unités. Il a constaté que l'arc ne se produisait plus dès que le courant d'excitation de l'électro-aimant dépasse 5 ampères. Au-dessous de cette limite, l'arc s'amorce, quoique difficilement, et il fonctionne sur une intensité de courant moindre qu'en l'absence du champ. Si l'on fait une photographie en présence du champ magnétique, les trois raies 5663,5, 5654,5 et 3650,5 réapparaissent, et l'on voit même surgir 3 nouvelles raies, probablement 4398,2, 4106,9 et 4057,9. L'expérience a été répétée plusieurs fois. Les raies ne viennent sur les clichés photographiques que si l'électro-aimant est excité.

Un champ électrique intense, tel que celui qu'on obtient entre deux plateaux reliés aux pôles d'une machine de Wimshurst produit le même effet qu'un champ magnétique. Il fait réapparaître précisément les mêmes raies que ce dernier. Comme ces raies appartiennent toutes au second spectre de raies du mercure, M. Castelli en conclut que, sous l'action d'un champ électrique ou magnétique, une partie des ions monovalents du mercure se transforme en ions divalents. Léon Bloch.

Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. — Du Bois et Elias (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **10**,-578,-1908). — Par l'étude des spectres d'absorption d'un grand nombre de corps composés inorganiques placés à de basses températures et dans un champ magnétique, les auteurs paraissent chercher à rapprocher des éléments qui se trouvent déjà disposés en séries d'après leurs propriétés magnétiques de la manière suivante. Si l'on range les éléments dans l'ordre des poids atomiques croissants on peut distinguer 7 séries d'éléments telle que chaque série d'ordre pair est moins prononcée au point de vue paramagnétique que les séries d'ordre impair; les séries d'ordre impair sont :

(1) O
(3) Sc (?), Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu
(5) La (?), Ce, Pr, Nd, Sa, Eu, Gd, Tb, Dp, Er
(7) Ra (?), Th (?), I

Parmi l'accumulation des faits énoncés les plus intéressants sont ceux qui concernent le rubis, alumine dont la coloration est due à Cr^2O^3. Une lame de rubis fournit les résultats suivants :

Spectre ordinaire :

18° bandes d'absorption 692$^{\mu\mu}$,4 691,6; 693,9 694,2
185° lignes fines 691,7; 693,2.

Spectre extraordinaire :

15° bande 692,5; bande faible 694,1
— 195° ligne faible 691,7; ligne faible 693,2.

L'abaissement de température transforme donc les bandes en lignes étroites de longueur d'onde un peu plus courtes.

Effet du champ magnétique. N'a pu être étudié que dans le spectre ordinaire :

A 18° un champ longitudinal de 50 000 G porte les largeurs des bandes précitées de 0$^{\mu\mu}$,23 et 0$^{\mu\mu}$,55 à 0$^{\mu\mu}$,57 et 6$^{\mu\mu}$,49.

A — 185°. La raie d'absorption 692,5 donne 2 composantes séparées de 0$^{\mu\mu}$,25; la raie 694,1 de même avec un écart des composantes de 0$^{\mu\mu}$,55. Louis Dunoyer.

La particule lumineuse considérée comme un aimant puissant et le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression. — W. J. Humphreys (*Astrophys. Journ.*, **27** 194-199 1908). — Dans un mémoire récemment publié dans le *Phil. Mag.* de novembre 1907[1], M. Richardson a établi la théorie du déplacement et de l'élargissement des raies spectrales sous l'influence de la pression en supposant que ce déplacement est dû à la réaction sur l'atome rayonnant des vibrations forcées que cet atome produit dans les atomes voisins, par l'intermédiaire du champ électrostatique de son rayonnement. Il a montré de plus que les actions magnétiques mutuelles sont négligeables en supposant que le champ magnétique produit par un atome n'est pas plus grand que celui qui correspond à la saturation du fer. Cette théorie conduit à un changement de longueur d'onde proportionnel à la troisième puissance de la longueur

1. *Le Radium*, **5**-22 1908.

[illegible] d'onde.

[illegible] une variation de vitesse des électrons dans un sens ou dans l'autre suivant sa direction[1], ces atomes, par le champ [illegible] électrons, c'est-à-dire pour élargir les raies spectrales. L'attraction que subissent deux atomes voisins qui présentent l'un à l'autre leurs pôles de nom contraire et la répulsion des atomes dont la position mutuelle est inverse [illegible] spectrales.

L'ordre de grandeur du champ nécessaire est de 45×10^7, environ 10 000 fois plus intense que le champ produit par les meilleurs électro-aimants.

M. Moulin.

Note sur la différence entre les spectres de l'arc à l'anode et à la cathode. — W. J. Humphreys. (*Astroph. Journ.*, **27**-200-205-1908). — On sait que, toutes choses égales d'ailleurs, les raies métalliques sont [illegible] qu'au voisinage du pôle positif de l'arc. Thomas[2], Baldwin[3] et Foley[4] ont attribué ce phénomène à une action électrolytique qui produit une accumulation des particules positives au voisinage de la cathode. Beckmann[5], est arrivé à une conclusion contraire.

Le phénomène se constate d'autant plus facilement que les raies métalliques sont plus faibles, il est très net avec un arc entre charbons qui contiennent des impuretés métalliques. L'auteur interprète ce phénomène en admettant [illegible] par le choc des corpuscules émis par la cathode, si leur vitesse est suffisante et que le nombre de corpuscules qui possèdent une vitesse capable de rendre lumineux les résidus positifs d'atomes est plus grand au voisinage de la cathode, ces corpuscules étant ensuite arrêtés et se déplaçant plus lentement. Le phénomène d'ionisation ne pourrait rendre lumineux les atomes, puisqu'il se produit surtout, d'après le prof. Thomson, au voisinage de l'anode où les raies sont peu intenses. L'auteur indique également que l'accumulation des ions positifs au voisinage de la cathode peut intervenir mais que ce fait n'est aucunement certain.

M. Moulin.

Recherche sur le déplacement électrique et le champ produit dans les isolants par leur mouvement dans un champ magnétique et son rapport avec la question du mouvement relatif de l'éther et de la matière. — S. J. Barnett [illegible] 26-187-1908. — Un cylindre de bronze, sur lequel est fixé un tube de la matière [illegible] étant convenablement protégé au point de vue électrostatique. Dans la relation entre la différence de potentiel ainsi obtenue, le champ magnétique et le nombre de tours, intervient, d'après la théorie de Lorentz, le rapport $\frac{K-1}{K}$, au lieu de l'unité que l'on obtiendrait en supposant que l'éther est complètement entraîné. La théorie de Lorentz est confirmée. L'auteur critique ensuite les résultats obtenus par H. A. Wilson, leur désaccord avec la théorie de Lorentz provenant, d'après lui, de ce que la formule employée était incorrecte.

M. Moulin.

Sur une méthode de numération des particules α par la scintillation, et sur la grandeur de la quantité élémentaire d'électricité. — Erich Regener (*Verh. der Deutschen Phys. Ges.*, **10**-8-1908). — M. Regener observe au microscope une couche de sulfure de zinc phosphorescent étendue sur une lamelle de verre et exposée au rayonnement d'une préparation de polonium. En choisissant convenablement la clarté du microscope, et en plaçant des diaphragmes dans l'oculaire, on arrive facilement à compter le nombre des points lumineux qui apparaissent sur le sulfure de zinc en un temps donné. Dans les expériences de M. Regener il en apparaissait en moyenne un ou deux par seconde.

Si on admet que les rayons α émis par le polonium sont distribués uniformément sur une demi-sphère dont le centre se trouve sur la substance radioactive (Rutherford), si d'autre part on admet (ce qui est plus contestable) que chaque rayon α, tombant sur le sulfure de zinc, produit un éclair visible au microscope, on peut compter ainsi le nombre de particules α émises en une seconde, par la lame de polonium étudiée.

Les mesures donnent pour ce nombre Z : 2281, 1665, 1511, 1996, 2010, 1762, en moyenne Z = 1800. D'autre part la valeur du courant de saturation produit par la même préparation de polonium, permet de mesurer électriquement ce nombre Z, si l'on admet, d'après les mesures de Rutherford, que chaque particule α produit 94 000 ou 188 000 paires d'ions, suivant qu'elle transporte une ou deux charges électriques élémentaires. M. Regener trouve ainsi Z = 4400 si un rayon α possède une charge *e*, et Z = 2200 si la charge d'une particule α est 2*e*.

La comparaison des valeurs de Z, obtenues par les deux méthodes, semble indiquer qu'il faut attribuer aux particules α une charge double de la quantité élémentaire d'électricité (les deux nombres 2200 et 1800 pouvant être considérés comme égaux, aux erreurs d'expérience près); à moins que plus de la moitié des particules α tombant sur le sulfure de zinc ne donne pas d'éclair visible au microscope.

L'auteur a pu vérifier par la méthode de scintillation un fait signalé par Bragg : le nombre des particules α contenues dans un faisceau de rayons ne varie pas lorsqu'on leur fait traverser des feuilles d'aluminium minces. C'est seulement lorsque l'épaisseur de métal traversée dépasse une certaine limite que ce nombre diminue très rapidement. La méthode de scintillation semble donc une méthode commode d'étude des rayons α.

E. Bauer.

Sur le groupe des rayons canaux. — E. Goldstein (*Phil. Mag.*, **15**-572-585-1908). — Reproduction d'un mémoire publié par Goldstein en 1902 (*Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch.*, **4**-228). — Ce mémoire contient la description d'un certain nombre d'expériences sur les rayons canaux qui montrent que la direction de ces rayons est liée à la forme de la surface antérieure de la cathode et à la direction des rayons de la première couche cathodique.

M. Moulin.

Rayons anodiques. — **E. Gehrcke** et **O. Reichenheim** (*Verh. d. D. phys. Ges.*, **10** 1908 217 A). — C'est la cinquième communication faite par les auteurs sur la question des rayons anodiques[1]. Ils décrivent ici un phénomène tout particulier, celui de la formation des *rayons anodiques de striction*. On sait, depuis les travaux de Goldstein, qu'il existe des *rayons cathodiques de striction*. Ceux-ci prennent naissance dans les parties étranglées d'un tube à vide, et jouissent de toutes les propriétés des rayons cathodiques ordinaires. Ainsi dans un tube ayant la forme indiquée par la figure ci-contre on observe, si A

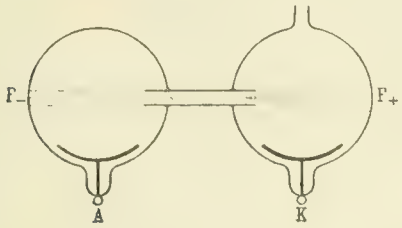


Fig. 1.

est anode et K cathode, l'apparition d'un faisceau très étroit de rayons cathodiques prenant naissance dans le tube de raccord et produisant en F, sur la surface du verre, une tache fluorescente verte, caractéristique des rayons cathodiques. L'analogie qui, d'après MM. Gehrcke et Reichenheim, se retrouve de tous points entre rayons anodiques et cathodiques, laisse prévoir qu'il doit se former aussi, dans les mêmes conditions, un faisceau de rayons anodiques de striction. Pourtant on ne constate rien, à moins qu'on n'introduise dans le tube une parcelle d'iode. Il apparaît alors très nettement dans l'ampoule qui contient la cathode un faisceau conique de rayons anodiques. Ces rayons donnent au gaz une fluorescence rosée, et à l'endroit où ils rencontrent le verre, ils produisent une tache lumineuse jaune. On voit qu'ici la présence de la vapeur d'iode est essentielle pour l'apparition des rayons anodiques de striction. Ces rayons se comportent d'ailleurs identiquement comme les rayons anodiques précédemment décrits par les auteurs. Alors que l'approche d'un aimant dévie notablement la tache verte produite par les rayons cathodiques de striction, elle laisse immobile la tache jaune produite par les rayons anodiques correspondants.

Les vapeurs de brome, d'acide chlorhydrique, bromhydrique, iodhydrique, facilitent comme l'iode la formation des rayons anodiques de striction. On peut remplacer l'air par l'oxygène ou l'hélium. Avec l'azote, on n'a pu reproduire le phénomène. Celui-ci atteint son maximum d'éclat pour une tension convenable de la vapeur d'iode et une longueur convenable des bouts du tube pénétrant dans les deux ampoules.

Les auteurs ont signalé déjà les fortes chutes de potentiel anodiques qui accompagnent la formation des rayons anodiques du lithium, du sodium et du strontium. Ils ont vérifié ici, par la méthode des sondes, qu'on avait affaire également à une chute de potentiel anodique énorme dans la zone où les rayons de striction prennent naissance. La formation d'une lueur anodique, correspondant à la lueur cathodique, complète l'analogie des deux sortes de rayonnement. Enfin, dans des circonstances très spéciales, MM. Gehrcke et Reichenheim ont pu constater que la production des rayons anodiques s'accompagne d'une pulvérisation anodique (dépôt sur les parois du tube d'un voile de sodium métallique) rappelant à s'y méprendre la pulvérisation cathodique. De cette façon se trouve vérifiée d'une manière tout à fait complète l'analogie des deux espèces de rayons.

Léon Bloch.

1. Voir *Le Radium*, 1907.

Existence probable d'une nouvelle espèce de rayons (rayons magnétiques) durant la décharge dans un champ magnétique. — **A. Righi** (*Atti Acc. Lincei*, **27** 87 A). — C'est un phénomène découvert par Plücker, étudié par Hittorf et beaucoup d'autres, que la formation dans un tube à vide, sous l'action d'un champ magnétique, d'une colonne lumineuse suivant les lignes de force et ayant sa base sur la cathode.

Ce phénomène a été expliqué jusqu'ici dans l'hypothèse classique d'une incurvation des rayons cathodiques sous l'action du champ. Si le champ est assez intense et les rayons de vitesse assez faibles, leur trajectoire vraie sera une hélice entourant les lignes de force magnétiques, et le rayon de courbure de cette hélice pourra être assez petit pour qu'en apparence les rayons cathodiques dessinent purement et simplement les tubes de force magnétique.

M. Villard a cru mettre en évidence, à côté du faisceau cathodique, un faisceau de rayons nouveaux, qu'il nomme magnéto-cathodiques. Mais toutes les expériences qu'il signale sur ces nouveaux rayons, y compris celle par laquelle il croit démontrer qu'ils ne portent aucune charge électrique, peuvent s'interpréter, d'après M. Righi, dans l'idée qu'on a affaire aux rayons cathodiques se mouvant en hélice.

Il n'en est pas moins vrai, pour M. Righi, qu'il existe d'autres rayons nouveaux, qu'il propose d'appeler *magnétiques*. L'existence de ces rayons ressort de nombreuses expériences, dont la description sera faite ailleurs, mais dont M. Righi donne dès à présent l'interprétation suivante :

Dans un tube à vide, outre les électrons négatifs et les ions positifs, on n'admettait jusqu'ici que des atomes neutres, résultant de la recombinaison d'un ion et d'un électron. M. Righi admet l'existence de complexes instables, formés par un électron gravitant autour de l'ion, sans lui être lié par une force de cohésion. Il est clair que l'action d'un champ magnétique sera de *stabiliser* une partie de ces complexes (ceux pour lequels la force centrifuge est opposée à la force électromagnétique). Si donc il se forme des complexes de ce genre par suite de la rencontre des rayons cathodiques et des rayons positifs, ils pourront se mouvoir avec une certaine persistance le long des lignes de force magnétique. Ce sont eux qui constitueront, pour M. Righi, les *rayons magnétiques*. On peut les comparer à des solénoïdes électrodynamiques ou à des solénoïdes magnétiques très flexibles.

Avec cette hypothèse, M. Righi pense expliquer un certain nombre d'expériences en cours en ce moment.

Léon Bloch.

L'action magnétique des rayons cathodiques. **M. Eugen Klupathy** (*Ann. d. Phys.*, **25** 51 1908, A.). — Hertz et v. Geitler ont essayé de mettre cette action en évidence, mais leurs magnétomètres n'étaient pas assez sensibles. Le présent travail ne contient pas de mesures quantitatives; les perturbations magnétiques n'ont pas pu, en effet, être suffisamment éliminées; des mesures quantitatives doivent paraître ultérieurement.

Le magnétomètre employé par l'auteur est du même type que ceux qu'ont employés déjà M. P. Weiss et le baron Eotvös. Il se compose d'une aiguille aimantée pesant 0 gr. 65, longue de 7°,2, et de masse polaire 6,6 C. G. S. Elle est suspendue *verticalement* à l'extrémité d'un bras horizontal long de 6 cent. 5 portant un miroir et soutenu en son milieu par un fil de quartz long de 40 centimètres, dont

[illegible] G. S.; l'aiguille est [illegible] à l'autre extrémité du [illegible] est dans une enceinte fermée à double paroi pour éviter les perturbations thermiques et les courants d'air; la région qui entoure l'aiguille est en [illegible] à l'argent, mais son extrémité supérieure n'est qu'à 2 centimètres d'un fond en alumi[illegible] du tube. Le mode d'attache du [illegible] pas indiqué. L'amortissement du système [illegible] presque périodiques.

Si l'aiguille n'est pas rigoureusement verticale, le champ terrestre produit un petit couple directeur; pour augmenter la sensibilité sans s'astreindre à remplir rigoureusement cette condition géométrique, on compense le champ terrestre au moyen de 2 aimants placés symétriquement dans le méridien. Un courant rectiligne de 10^{-7} ampères passant dans le méridien magnétique à 1 centimètre du pôle inférieur [illegible] de 2 millimètres sur une échelle à 1 m. 90, avec une durée d'oscillation de 8'. L'appareil est alors trop sensible aux perturbations magnétiques terrestres et on a réglé la compensation de manière à obtenir, avec une durée d'oscillation de 7', une déviation de 280 millimètres sur la même échelle pour un courant de 2×10^{-5} A.

Le tube cathodique avait 50 centimètres de long et 14 millimètres de diamètre avec un renflement aux extrémités; chaque renflement contenait une anode et une cathode normale à l'axe du tube.

Des précautions étaient prises pour éliminer l'action perturbatrice de l'échauffement de la partie médiane et celle du courant d'alimentation (conducteurs horizontaux); on s'est assuré que ces précautions étaient efficaces. On veillait à ce qu'il ne se produisît aucune étincelle dans le [illegible] d'alimentation pour éviter les oscillations.

L'axe du tube était placé dans le méridien magnétique. On s'est assuré que son action était nulle quand il était perpendiculaire au méridien.

A cause de la grande sensibilité de l'appareil et des perturbations extérieures, une méthode balistique a dû être employée; on lance l'aiguille, qui prend un mouvement sensiblement uniforme; pendant son mouvement on laisse passer le faisceau cathodique alternativement dans un sens et dans l'autre; la courbe construite en prenant en abscisse le temps et en ordonnée les positions de l'aiguille, au lieu d'être une droite, est une courbe ondulée; *ses ondulations* [illegible] *à l'action magnétique d'un courant continu se dirigeant vers la cathode*, ou, d'après la théorie du faisceau cathodique, à un flux de particules négatives venant de la cathode.

Quelques indications quantitatives sont données sur l'ordre de grandeur du courant de conduction équivalent; [illegible]

Un tube possédant une cathode de Wehnelt formée d'un oxyde incandescent n'a donné aucun résultat; il fonctionnait [illegible] de 700 à 900 volts, et transportait 10^{-3} à 10^{-4} coulombs par seconde. L'auteur attribue ce résultat négatif à ce que les rayons cathodiques ainsi produits sont lents. Avec les tubes ordinaires, il a constaté que les résultats positifs qu'il a obtenus ont été [illegible] que le tube dont il se servait était plus [illegible]

L'auteur annonce une publication ultérieure sur le même [illegible] Louis Dunoyer.

Recherches expérimentales sur la nature des rayons γ. — H. Bragg et Madan [illegible] Nature, [illegible] 1908). — [illegible] les rayons X, [illegible] pour les [illegible] de l'éther [illegible] les [illegible] brusques des accélérations des rayons β ou des rayons cathodiques. M. Bragg, qui a déjà indiqué cet autre point de vue[1], pense que les rayons γ sont de nature matérielle et sont formés de centres électriquement neutres; une particule γ séparée par un choc de sa partie positive donnerait un rayon β et inversement une particule β rencontrant une particule positive formerait une particule γ dont la vitesse initiale serait en sens et en grandeur celle de la particule β constituante. M. Bragg propose la même théorie pour les rayons X. Il donne un compte rendu sommaire des expériences entreprises sur ce sujet.

Les expériences décrites reviennent toutes à cela : si les rayons γ ou les rayons X sont des pulsations de l'éther et si ces rayons traversent une plaque métallique avec une absorption négligeable, la quantité de rayons secondaires formés, sur la face avant de la plaque, doit être, d'après M. Bragg, la même que celle qui se forme sur la face arrière, ou bien encore si on prend une boîte dont le couvercle et le fond sont constitués respectivement par une lame de plomb et une lame d'aluminium superposées et à travers le couvercle de laquelle pénètrent des rayons γ, le rapport dans lequel se modifie l'ionisation à l'intérieur de cette boîte quand on retourne le couvercle doit être le même que lorsque l'on retourne le fond. Or le retournement donne pour les deux courants une différence de 1 pour 100 quand on retourne le couvercle et une différence de 44 pour 100 quand on retourne le fond. M. Bragg en conclut que les rayons γ sont matériels.

Si les rayons γ sont formés de particules matérielles, si les rayons cathodiques secondaires qu'ils produisent en traversant un métal ont comme vitesse initiale celle des particules γ qui les ont formés, et si l'absorption des rayons β et γ est proportionnelle à la densité du métal traversé, M. Bragg montre que le rayonnement secondaire d'*émergence* doit être *le même* pour tous les métaux. En tout cas il ne doit pas suivre une loi reliant, comme pour le rayonnement secondaire d'incidence des rayons β, le poids atomique du métal et le rayonnement.

L'expérience confirme l'absence de cette relation, mais ne donne pas l'égalité des rayonnements secondaires d'émergence. M. Bragg l'attribue à ce que les hypothèses faites ne sont pas exactement remplies; en effet : 1° la grandeur du rayonnement cathodique secondaire dépend, comme Kleeman l'a montré, de la dispersion préalable des rayons γ, 2° les rayons β ne sont pas soumis exactement à la loi d'absorption proportionnelle à la densité, pas plus que les rayons γ.

Quelques expériences sont indiquées pour éclaircir ces points; l'interprétation n'en paraît pas aisée.

Un des points délicats de la théorie de M. Bragg, signalé par lui-même d'ailleurs, est le rôle qui serait joué par la partie positive du rayon γ, partie que le rayon β a prise au passage, sans changer de vitesse (?), pour devenir rayon γ. M. Bragg semble prêt à admettre que la masse de cette partie positive serait très petite vis-à-vis de celle de la particule négative. Louis Dunoyer.

Sur les effets calorifiques produits par les rayons Röntgen dans le plomb et dans le zinc. — H. A. Bumstead (*Phil. Mag.*, 15-452-457-1908, *Amer. Journ. Science*, 25-299-304-1908). — Les nouvelles expériences de l'auteur montrent que la chaleur dégagée dans le plomb et dans le zinc par l'absorption des rayons Röntgen pour ces métaux est la même, aux erreurs d'expérience près (5 à 10 pour 100)[2]. Le résultat contraire

1. *Phil. Mag.*, octobre 1907.

2. Signalons que M. Angerer est arrivé au même résultat. *Le Radium*, 4-445-1908.

des premières expériences[1] était dû à ce que la chaleur perdue par le zinc était plus grande que la chaleur perdue par le plomb, pour une même différence de température entre ces métaux et les corps voisins. L'absorption différente de la surface des deux métaux pour la lumière compensait par un hasard malheureux l'inégalité des pertes de chaleur et faussait l'expérience de contrôle.

Dans ces nouvelles expériences, M. Bumstead emploie des bandes de plomb et de zinc dans lesquelles il peut faire passer un courant connu, ce qui lui permet d'étalonner son radiomètre en fonction de l'énergie dépensée dans chacun des deux métaux. Une déviation de 1 centimètre du radiomètre correspondait à une dépense d'énergie de 26,8 ergs par sec. dans le zinc et de 7,82 ergs par sec. dans le plomb. Avec les rayons de Rontgen, pour une même absorption, la déviation était de 2,6 centimètres avec le zinc et de 10,8 centimètres avec le plomb, ce qui donne pour l'énergie correspondant à la chaleur dégagée : 70 ergs par sec. dans le zinc et 84 ergs par sec. dans le plomb, soit un rapport de 1,2 au lieu du rapport 2 trouvé dans les premières expériences).

Dans d'autres expériences faites en employant la première méthode (comparaison de l'effet produit par les rayons Rontgen avec l'effet produit par la lumière), les surfaces avaient été recouvertes d'aluminium. Le rapport de l'effet produit par le plomb à l'effet produit par le zinc sur le radiomètre était de

$$1,47 \pm 0,04 \quad \text{avec les rayons Rontgen}$$

$$\text{et } 1,43 \pm 0,06 \quad \text{avec la lumière}$$

Avant d'avoir obtenu ces résultats qui montrent que les rayons Rontgen ne déclanchent pas une explosion de l'atome analogue à une désintégration radioactive, l'auteur avait recherché, par la méthode des scintillations si le plomb exposé aux rayons Rontgen émet des rayons analogues aux rayons α. Aucun rayonnement capable de produire la scintillation du sulfure de zinc n'est présent dans le rayonnement secondaire du plomb.

La décroissance de l'activité induite de l'émanation du thorium n'est pas accélérée par exposition aux rayons Rontgen. M. Moulin.

A propos de la théorie de la dispersion. — **L. Mandelstam.** (*Phys. Zeitsch.*, 5-508-1909 A.) — L'auteur revient sur la critique qu'il a déjà faite de la théorie de Planck (absorption par amortissement dû au rayonnement de l'électron lui-même). Il montre en détail que dans l'équation du mouvement amorti de Planck le coefficient de la dérivée du troisième ordre s'annule si l'on fait le calcul exactement. Il ne peut donc, d'après lui, y avoir aucun amortissement par rayonnement.

Léon Bloch.

Théorie électronique et valence chimique. — **Hugo Kaufmann.** (*Phys. Zeitsch.*, 5-511-1908 A.) Interprétation de la théorie des valences (valences partielles de Thiele) au moyen des lignes de force issues des électrons liés à l'atome. Comparaison avec les indications du même genre qui ont été données par Stark. Rapprochement avec les idées de Stark sur la fluorescence. Léon Bloch.

Sur le phénomène appelé rayons de Moser. — **Élisabeth Légrady** (*Ztschr. fur wiss. Phot.*, 4-60-1908.). On a observé depuis longtemps, à peu près depuis la découverte de la photographie, que certaines substances et en particulier les métaux impressionnent la plaque photographique dans l'obscurité. Les expérimentateurs qui ont étudié le phénomène l'attribuent, les uns à un rayonnement invisible (Moser, Niepce, Foucault, Pellat, Blaas et Czermak[1], Piltschikoff[2]), les autres à une action chimique soit des vapeurs métalliques (Colson), soit de l'hydrogène (Lengyel), de l'eau oxygénée (Russel[3]).

L'auteur reprend les expériences et montre que :

1° Les métaux ne produisent aucune action photographique dans l'air, l'azote, l'oxygène secs ;

2° Quand les gaz sont humides Mg, Cd, Zn, Al agissent sur la plaque. Cu ne donne rien ;

3° Le même phénomène se produit d'une façon intense dans une atmosphère d'hydrogène sec ou humide (Cu ne donne toujours rien). Mais l'hydrogène seul, sans métal, n'agit pas.

La présence simultanée d'hydrogène et d'un métal semble donc nécessaire. L'action des gaz humides s'explique par une réduction de l'eau.

L'auteur admet que le phénomène est dû à l'hydrogène *occlus* par le métal. F. Bacri.

Radiations

A propos de la vitesse des rayons Rontgen. — **J. Franck** et **R. Pohl.** — **Théorie de l'appareil de mesure pour la vitesse des rayons Rontgen.** — **Erich Marx.** — (Réponse à MM. Franck et Pohl, par Erich Marx (*Verh. d. Deut. phys. Ges.*, 10-1908-117-157-157-A). — Nous avons rendu compte en leur temps[5] des expériences de M. Erich Marx sur la mesure de la vitesse des rayons X. Rappelons quel est le principe de la méthode. M. Marx est parti de l'idée qu'une lame métallique exposée aux rayons Rontgen émet des rayons secondaires lorsqu'elle est chargée négativement, non lorsqu'elle est chargée positivement. Ces rayons secondaires peuvent être décelés par la charge qu'ils donnent à un cylindre de Faraday lié à un électromètre. Si donc un tube à rayons X d'une part, un tube à rayons secondaires d'autre part sont alimentés par la même source de potentiel alternative, et si l'on règle leur différence de phase de façon que le rayonnement secondaire soit minimum, un déplacement du tube à rayons X pourra être compensé par une variation de phase correspondant au temps mis par les rayons X pour franchir la distance supplémentaire. La source de potentiel est un oscillateur hertzien.

M. Marx a trouvé par cette méthode la vitesse des rayons Rontgen égale à la vitesse de la lumière. Mais, outre les difficultés expérimentales inséparables d'une semblable méthode, il s'est trouvé que l'hypothèse faite primitivement sur le fonctionnement de l'appareil est beaucoup trop simple. M. Marx est arrivé lui-même à l'idée que le rayonnement secondaire n'est pas le seul facteur important dans le tube récepteur. Il y a dans ce tube ionisation des traces du gaz par action directe des rayons Rontgen et des rayons secondaires suscités dans le gaz. Il y a aussi, comme M. Marx le démontre au moyen d'expériences spéciales, émission de rayons δ (rayons cathodiques très mous) de la part du métal, et si certaines de ces actions sont sensibles à la périodicité du rayonnement incident, d'autres en sont tout à fait indépendantes. De là, d'après M. Marx, la dissymétrie d'effets observés quand on se déplace à partir d'une position de minimum, de là aussi la différence énorme des charges

1. *Le Radium*, 3-40-1906.

1. *Phys. Ztschr.*, 5-565.
2. *Phys. Ztschr.*, 7-469.
3. *Beibl.*, 20-768.
4. *Proc. Roy. Soc.*, 64-409-1899.
5. Voir *Le Radium*, 3-1906-61.

[illegible] MM. [illegible] les rayons X [illegible] pris entre 0,4 et 14 fois la vitesse de la lumière. Pour ces auteurs l'irrégularité des résultats n'a rien d'imprévisible, car la théorie du fonctionnement de l'appareil de Marx est tout autre qu'elle a été donnée ci-dessus. Sans entrer dans les difficultés d'ordre de grandeur soulevées par l'explication de Marx (disproportion énorme entre le rayonnement secondaire réel et la sensibilité de l'électromètre récepteur), il y a une cause étrangère qui peut à elle seule expliquer les effets, sans qu'il soit même besoin d'avoir recours aux [illegible] les oscillations de Tesla excitées à l'intérieur du tube secondaire par le fonctionnement de l'excitateur hertzien. Ces oscillations peuvent produire dans le tube secondaire une véritable décharge lumineuse (Marx observait une luminosité au contact de la cathode secondaire), et alors, selon que le petit cylindre de Faraday sera placé ou non dans l'*espace obscur* de cette décharge, il restera au zéro ou déviera. C'est donc non l'effet Sagnac, [illegible] l'effet Hunstedt qui pourra [illegible] comment cet effet Hunstedt peut conduire aux mesures d'Erich Marx. La chose est bien [illegible] MM. [illegible] et Pohl. [illegible] tube à rayons X (qui n'agit ici que par sa capacité), c'est modifier les conditions d'oscillation du circuit, c'est modifier la différence de potentiel efficace donnant lieu à la décharge dans le tube secondaire, c'est donc modifier la position de l'espace obscur dans celui-ci. On pourra obtenir ce que Marx appelle *compensation* en agissant sur la position du pont de l'excitateur, mais cette compensation ne porte pas sur la *phase*. [illegible] Dans tout ceci, les rayons Rontgen ne jouent aucun rôle. Si l'on veut qu'ils paraissent intervenir, comme cela a lieu dans les expériences de Marx, il suffit d'obtenir, par un réglage préalable (du vide et de la distance), que la décharge disruptive [illegible] n'est pas amorcée par les rayons Rontgen. L'identité de la vitesse de la lumière et de la vitesse des rayons Rontgen, telle qu'elle a été trouvée par Marx, est un résultat de hasard.

[illegible] MM. Franck et Pohl. Il observe d'abord que les nombres publiés par lui ont été obtenus avec différents minimums [illegible] Mais surtout il prétend n'avoir pas ignoré la possibilité d'une action perturbatrice due aux oscillations de Tesla; [illegible] miner par une accumulation de précautions expérimentales. [illegible] prouvent rien contre ses propres mesures, parce qu'ils ne [illegible] dans des conditions expérimentales telles que l'oscillation [illegible] explique la totalité de ses expériences à l'aide d'un méca- [illegible] validité des conclusions dégagées par lui en ce qui concerne la vitesse des rayons X n'est en rien ébranlée par des résultats expérimentaux trouvés dans des conditions incorrectes.

LEON BIRCH.

Spectre d'absorption des rayons Röntgen mesurés à l'aide d'un microradiomètre. — **J. M. Adams** (*Amer. Phys. Soc. Chicago*, Résumé *Phys. Rev.*, 26-202-1908). — L'auteur a montré précédemment, par une méthode photographique, que les métaux présentent une absorption sélective pour les différents rayons émis par un tube de Crookes, et que cette absorption sélective suit des lois différentes pour les différents métaux. En dispersant les rayons cathodiques à l'aide d'un champ magnétique, les différents points de l'anticathode émettent des rayons X correspondant à des rayons cathodiques de vitesse bien déterminée et on peut isoler ces faisceaux en leur faisant traverser une fente qui agit comme un trou percé dans une chambre noire pour donner une sorte d'image de l'anticathode sur un écran phosphorescent[1], ce qui correspond à une sorte de spectre de rayons X. En isolant chaque faisceau à l'aide d'une deuxième fente et en le recevant sur un radiomicromètre, comme on le fait pour la lumière, on peut étudier l'intensité des différents faisceaux après passage à travers différentes épaisseurs de corps absorbants. Les faisceaux ainsi isolés sont constitués en majeure partie par des rayons d'un type bien déterminé, auxquels se superpose une petite quantité de rayons d'autres types dont on peut se débarrasser après avoir fait traverser au faisceau une feuille métallique d'épaisseur convenable. Le faisceau ainsi obtenu est homogène au point de vue de son absorption par différentes substances, son coefficient d'absorption est indépendant de l'épaisseur de la substance traversée.

Les spectres d'absorption pour différentes feuilles métalliques ont été obtenus en plaçant le microradiomètre dans différentes régions du spectre et en portant, sur une courbe, sa déviation, réduite par suite de l'interposition de l'écran en fonction de la distance du faisceau considéré à partir de l'une des extrémités du spectre. Les courbes sont, dans quelques cas, très sensiblement des droites dont l'inclinaison montre que les rayons produits par les rayons cathodiques les plus rapides ont le plus grand pouvoir pénétrant. Dans d'autres cas, ces courbes présentent des maxima et minima d'absorption quand on se déplace le long du spectre.

M. MOULIN.

A propos de la diffraction des rayons Rontgen. — **B. Walter et R. Pohl** (*Ann. de Phys.*, IV-25-1908, 715-[illegible]). — Haga et Wind ont cru démontrer en 1899, par des expériences photographiques directes, qu'il existe une diffraction des rayons Rontgen, et que la longueur d'onde de ces derniers varie de 0,012 à 0,27 μμ.

MM. Walter et Pohl n'ont pu obtenir aucun élargissement photographique comparable à celui qu'ont observé Haga et Wind et mettent cet effet sur le compte d'un excès de pose compliqué d'une illusion d'optique dans la mensuration des clichés. D'après eux il n'est nullement démontré que les rayons X subissent la diffraction, et si l'on peut parler de leur longueur d'onde, ce qui est fort douteux, cette longueur d'onde doit encore être bien inférieure à la limite [illegible] par Haga et Wind.

LEON BIRCH.

Sur l'absorption des ondes électriques de courte longueur d'onde par l'air à différentes pressions. — **James E. Ives** et **Robert E. Clyde Gowdy** (*Amer. Phys. Soc. Chicago*, Résumé, *Phys. Rev.*, [illegible] 4 [illegible] 1907, [illegible] 13 [illegible] 1907

26 196 1908). — Les oscillations produites par un oscillateur Righi traversent un tube de verre de 44,5 centimètres de long et 10 centimètres de diamètre, fermé aux deux extrémités par des plaques de verre, et tombent sur un résonnateur du type Klemencic, constitué par deux petits cylindres de laiton reliés par une soudure thermo électrique. Derrière l'oscillateur et le résonnateur sont placés des miroirs paraboliques.

Pour des pressions variant de la pression atmosphérique à 0,5 mm. de mercure, il existe deux pressions, pour lesquelles on observe un maximum d'absorption et au moins une pression qui donne un minimum. L'un de ces maximums a lieu pour une pression de 40 à 60 centimètres. Le minimum a lieu entre 25 et 55 centimètres. Cette absorption est faible. Le rapport de l'énergie absorbée à la pression considérée à l'énergie transmise à la pression atmosphérique varie entre 7 et — 7 pour 100 pour tout le tube, ce qui correspond à une absorption par centimètre variant entre + 1,5 pour 100 et — 1,5 pour 100.

M. Mouton.

Sur la dispersion anomale des vapeurs métalliques. **H. Erfle** (*Verh. der Deutschen Phys. Ges.*, **10**-55-1908). — Application des formules de Drude, Planck et Lorentz à la dispersion anomale de la vapeur de sodium au voisinage de la raie D. On obtient dans un très petit intervalle de longueurs d'onde des variations considérables de l'indice de réfraction qui peut prendre, dans le domaine d'absorption des valeurs très petites inférieures à l'unité et des valeurs très grandes. Ainsi, d'après la théorie de Planck, n varie dans l'intervalle de $\lambda = 588,988\mu\mu$ à $589,00 + 2,3.10^{-6}\mu\mu$ de 0,00047, à 45,6.

E. Bauer.

Réfraction et dispersion de l'hélium. — **Kurt Hermann** (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **10** 1908 211-A.). — L'indice de réfraction de l'hélium est déterminé pour différentes longueurs d'onde au moyen d'une méthode interférentielle. Une source lumineuse (arc au mercure) envoie une radiation monochromatique à travers des tubes parallèles dont l'un est rempli d'hélium, l'autre d'air ou d'hydrogène. Les indices de ces deux derniers gaz ont été déterminés au préalable d'une manière absolue à l'aide de l'appareil lui-même, l'un des tubes ayant été vidé d'une manière aussi parfaite que possible. Après les tubes, sont placées les fentes rapprochées qui reçoivent chacune un des faisceaux qui ont traversé séparément chaque tube, et l'on observe les franges d'interférence au moyen d'un oculaire cylindrique.

Les indices de réfraction et les valeurs de la dispersion trouvées pour l'air et l'hydrogène sont presque identiques aux nombres déterminés par Scheel. Pour l'hélium on a obtenu les résultats suivants :

λ	n
0,579 } 0,576 }	1,000 034 584
0,5461	1,000 034 525
0,4359	1,000 035 555

La dispersion de l'hélium dans cette région du spectre est donc extraordinairement petite.

Léon Bloch.

Sur l'indice de réfraction de l'hélium. — **K. Scheel** et **R. Schmidt** (*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **26**-1908-207-A.). — L'indice de l'hélium a été mesuré par lord Rayleigh, puis par Ramsay et Travers, au moyen d'une méthode comparative (indice de l'hélium par rapport à l'air). Les nombres obtenus

$$n = 1,0000422 \qquad \text{et } n = 1,0000362$$

sont assez discordants, ce qui tient sans doute au manque de pureté du gaz employé par lord Rayleigh. D'ailleurs les mesures ont été faites en lumière blanche, et ne donnent qu'un indice moyen.

Les auteurs du présent travail ont employé de l'hélium rigoureusement pur, extrait des sables de monazite. Ils se sont servis d'une méthode absolue (nombre des franges qui disparaissent quand on vide complètement le tube à hélium). Enfin ils ont mesuré l'indice correspondant à différentes longueurs d'onde, dans l'espoir de trouver une formule de dispersion du type.

$$n = 1 + a + b\frac{1}{\lambda^2}$$

Mais le coefficient b, calculé par la méthode des moindres carrés, s'est montré sensiblement nul. La dispersion de l'hélium est donc négligeable. Son indice moyen, dans la partie visible, est $n = 1,0000340$, nombre encore sensiblement plus faible que celui de Ramsay et Travers.

Léon Bloch.

Sur l'optique des corps en mouvement (deuxième partie[1]). — **J. Laub** (*Ann. der Phys.*, **25** 175-1908). — L'auteur examine d'une façon précise ce que devient l'électrodynamique fondée sur le principe du mouvement relatif (Einstein) dans des milieux autres que le vide.

Si on admet simplement que la marche de deux montres ne dépend que de leur mouvement relatif et pas du milieu qui s'étend entre elles, et que la longueur d'un barreau ne dépend, pour l'observateur qui la mesure, que du mouvement relatif de l'observateur et du barreau et pas du milieu dans lequel se fait la mesure, on retrouve pour la définition du temps et des longueurs dans un système en mouvement les équations que Einstein avait trouvées dans le cas du vide. On obtient en même temps, d'une façon simple, le coefficient d'entraînement des ondes de Fresnel. De plus si on mesure la vitesse de la lumière dans un milieu qui se meut par rapport à l'observateur, dans une direction perpendiculaire au rayon lumineux, on doit obtenir une vitesse de propagation $C_1' = \frac{c}{n} + \frac{1}{2}\frac{v^2}{nc}(n^2 - 1) \ldots$ c étant la vitesse de la lumière, n l'indice du milieu, v la vitesse relative du milieu et de l'observateur. Le 2e terme en $\frac{v^2}{n}$ est peut-être accessible à l'expérience. Une vérification expérimentale de la formule donnerait une preuve directe de l'électrodynamique d'Einstein.

E. Bauer.

La constance des longueurs d'onde des raies spectrales. — **H. Kayser** (*Ztschr. für. wiss. Phot.*, **5**-304-1907). — Kayser discute un mémoire de Exner et Haschek[2] où ces auteurs prétendent donner des preuves nouvelles de la variation des longueurs d'onde des raies spectrales avec le mode d'excitation, la densité de la vapeur lumineuse, etc.

Une première preuve serait donnée par des différences de quelques centièmes d'unités d'Angstrom entre les longueurs d'ondes du spectre du lanthane, telles qu'elles sont données par les mesures de trois élèves de Kayser. Kayser montre que ces différences viennent des erreurs sur la valeur des longueurs d'ondes normales qui servent de base aux mesures, et sont encore trop mal connues. D'ailleurs les mesures de Fabry ainsi que celles de Pfund au laboratoire du professeur Ames, faites au moyen d'un interféro-

1. Voir le *Radium*, 1907.
2. Exner et Haschek, *Wien. Sitzber.* **116**-525-1907.

[illegible] de longueurs [illegible] que les longueurs d'ondes étudiées [illegible] expérience, c'est-à-dire [illegible] 3 A [illegible] 2[illegible].

Dans [illegible] Exner et [illegible] de bons clichés et [illegible] pas dans le spectre, mais que l'intensité relative de leurs composantes varie avec les conditions expérimentales, de manière à donner un déplacement apparent, vers le rouge en particulier.

D'après Kayser un tel phénomène est possible mais doit [illegible] pour la raie 5086 du cadmium d'après Hamy et Fabry). Il ne s'agit d'ailleurs ici que d'une variation *apparente* de la longueur d'onde.

L. Bayer.

Une théorie simple des maxima secondaires des spectres des réseaux. — R. W. Wood (*Phil. Mag.*, 14 417 1907). — L'auteur applique la méthode [illegible] de Fresnel des réseaux de 5, 4, 5... n traits. En ajoutant les vecteurs intensité, on obtient des figures qui se ferment pour des différences de phase déterminées, [illegible] les maxima secondaires, les maxima étant intermédiaires. On peut avoir ainsi le nombre des maxima et minima secondaires et leur intensité par rapport [illegible] des maxima principaux. M. Moulin.

Longueurs d'onde exactes des raies λ 3900 et 3913 dans les spectres d'arc et d'étincelle du titane. — Norton A. Kent et Alfred H. Avery (*Astrophysical Journal*, 27 70 1907). — Avant d'entreprendre [illegible] qui semble devoir être très soignée, du [illegible] les auteurs se proposent de répondre à une objection faite par Keller[1] aux précédents travaux de l'un d'eux[2] sur les variations de longueurs d'onde de certaines lignes des spectres d'étincelle du titane, du fer et du zinc suivant les conditions électriques de la décharge. Keller fait remarquer en effet que, si la fente n'est pas rigoureusement parallèle aux traits du réseau, il donne des différents points de la fente des images rectilignes (à cause de l'astigmatisme) qui ne sont pas exactement dans le prolongement les unes des autres. Dans son ensemble chaque raie spectrale est donc déviée d'un certain angle, à partir de la direction des traits du réseau. Si on fait la comparaison des raies d'un spectre d'arc et d'un spectre d'étincelle en mesurant au comparateur la distance des extrémités des raies des deux spectres superposés sur une même plaque photographique, on comprend que ce défaut de réglage puisse entraîner une erreur.

Pour éviter cette erreur les auteurs montrent qu'il suffit de régler le parallélisme de la fente et des traits du réseau avec un fil à plomb fin en soie, et de faire sur une même plaque trois photographies, dont deux du spectre d'arc comprenant entre elles le spectre d'étincelle. En effet le parallélisme du bord de la région striée du réseau et du fil à plomb s'obtient à 5' près environ; celui de la fente et du fil à plomb à 2'. Or, en faisant varier l'inclinaison de la [illegible]

Des tableaux donnent les très petites variations de longueur [illegible] 5[illegible] et λ 5015,58 quand on fait varier l'inclinaison de la fente de 1° environ de part et d'autre de la position du parallélisme.

Louis Dunoyer.

[1] [illegible]

[2] [illegible] 41 [illegible]

Contributions à l'étude du spectre d'émission infra-rouge des alcalins. — A. Bergmann (*Zeitschr. für wiss. Phot.*, 6 115-145-1908). — M. Bergmann utilise, pour photographier le spectre infra-rouge des métaux alcalins, la méthode connue de l'affaiblissement de la phosphorescence par les rayons de grande longueur d'onde. La source de lumière est un arc électrique à charbons creux, dont la mèche a été enlevée et remplacée par de la poudre de chlorure du métal étudié.

Les deux lentilles achromatiques du spectrographe (flint et crown) ont été construites spécialement pour l'étude du spectre infra-rouge : elles permettent de mettre au point en même temps toutes les raies comprises entre 676,8μμ (raie rouge du lithium, visible), et plus de 1500μμ. Derrière la lentille du collimateur se trouvent deux prismes de verre très dispersifs. Pour les mesures de longueurs d'onde l'auteur emploie le dispositif des prismes croisés : il place derrière le deuxième prisme un réseau de fils d'argent dont les fils sont perpendiculaires à l'arête des prismes[1]. On forme le spectre sur la lame phosphorescente préalablement rendue lumineuse. On expose pendant deux à huit minutes, puis on met la lame en contact avec une plaque photographique pendant deux heures environ.

L'auteur arrive ainsi à mesurer exactement la longueur d'onde des raies les plus intenses du spectre infra-rouge des alcalins. Les longueurs d'onde des autres raies se déterminent ensuite au moyen du spectre prismatique, par interpolation. Les mesures se rapportent à un certain nombre de raies nouvelles ainsi qu'à des raies déjà connues dont elles déterminent la position exacte dans le spectre. Parmi ces raies, un certain nombre trouvent leur place dans les deux séries secondaires déjà connues. Pour le potassium, le rubidium et le cæsium, M. Bergmann découvre une troisième série secondaire, de sorte que toutes les raies étudiées, sauf une du Cs., rentrent dans des séries déterminées par les formules connues.

Les raies de ces troisièmes séries secondaires des métaux alcalins, au contraire des deux premières, sont d'autant plus voisines du violet que le poids atomique est plus élevé.

E. Bayer.

Représentation dans l'espace des raies spectrales et nouvelle série du potassium découverte par Bergmann. — E. Riecke (*Phys. Zeitsch.*, 15 avril 1908-8-241-A). — L'auteur rappelle que les trois séries connues de raies des métaux alcalins peuvent être représentées par une seule formule à triple entrée

$$\nu = \nu_0 \left[\frac{1}{\left(n + \mu + \frac{\nu}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2} + \frac{\mu'}{m^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{\rho}{r^2}\right)^2} \right]$$

les constantes ν, ν', μ, μ', ρ, ρ' étant caractéristiques de chaque métal. Pour $m = 1$, $r = \infty$, on obtient la série principale, pour $n = 2$, $r = \infty$, la deuxième série secondaire, pour $n = 2$, $m = \infty$, la première série secondaire. Ces séries peuvent commodément se représenter dans l'espace à trois dimensions n, m, r sur les faces d'un cube par exemple.

La nouvelle série du potassium découverte par Bergmann semble pouvoir rentrer dans la formule générale si l'on y fait $m = \infty$, $r = 3$. Ceci permettrait de la considérer

[1] [illegible] C. R. 99 417 884.

comme une deuxième série principale. Elle possède d'après Runge une raie commune avec la première série secondaire. Cette raie serait d'après Bergmann 8502, le calcul donne 8555. Léon Bloch.

Sur les spectres des métaux alcalins (à propos du travail de C. Runge). — **W. Ritz** (*Phys. Zeitsch.*, 15 avril 1908, 8-244 A). Il s'agit des nouvelles séries de K, Rb, Cs, découvertes par Bergmann dans l'infra-rouge. Runge fait de ces séries de nouvelles séries *principales*, car l'écart des fréquences n'y est pas constant. Pourtant cette conclusion semble prématurée. Saunders a fait autrefois sur Cs les mêmes mesures avec plus de précision et trouvé des écarts sensiblement constants. M. Ritz estime que les nouvelles séries ne sont ni des séries principales, ni l'analogue des séries secondaires de triplets de O, S, Se, mais bien l'analogue de la série hypothétique de l'hydrogène d'après Rydberg

$$\frac{1}{\lambda} = 109675\left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2}\right].$$

On s'expliquerait ainsi l'absence si remarquable des raies correspondant à $m = 3$, comme aussi ce fait curieux que les nouvelles séries se déplacent vers le violet quand le poids atomique augmente. Léon Bloch.

Comparaison de certaines bandes du spectre des taches solaires et du spectre d'un arc au calcium dans une atmosphère d'hydrogène. — **Charles M. Olmstedt.** (*Astrophysical Journal*, 27-66-1907 A). — En étudiant des spectres de divers composés et de métaux dans des conditions variées pour chercher à identifier certaines bandes du spectre des taches, M. Olmsted a reconnu que le spectre d'un arc au calcium jaillissant dans une atmosphère d'hydrogène possède deux bandes qui coïncident avec des bandes du spectre des taches solaires. Les bandes, aux environs de λ 6585, sont dégradées vers le violet et formées de séries complexes. Elles possèdent deux origines principales à λ 6582,2 et λ 6589,3 et d'autres origines secondaires moins bien définies. De λ 6569 à 6405 sur 84 raies du spectre des taches, 62 s'identifient à moins de 0,05 près avec des raies du spectre d'arc et 12 bien peu moins, peut-être à cause d'impuretés dans le calcium d'après l'auteur; un tableau complet est donné de cette identification.

La présence de l'hydrogène (ou de vapeur d'eau) est nécessaire comme le montrent quelques expériences.

Louis Dunoyer.

Sur le spectre de bandes de la fluorine. — **B. Walter** (*Phys. Zeitsch.*, 9-1908-233-A.). — A propos des observations de Dufour sur le phénomène de Zeeman, normal ou anormal, des bandes de la fluorine, M. Walter croit utile de rappeler qu'il a constaté en 1902 avec la lampe à arc Bremer, dont les charbons contiennent de la fluorine, un renversement spontané des raies constituant les bandes D, D', D'' de Fabry, la bande D''', beaucoup plus faible, ne présentant pas de renversement.

Léon Bloch.

Quelques remarques sur les actions photochimiques. — **E. Warburg** (*Verh. d. Deut. Phys. Gesells*, 9-753-1907. A.). — On peut distinguer deux sortes d'actions photochimiques : celles qui s'effectuent avec une disparition d'énergie utilisable comme dans le cas d'un gaz explosif, et celles qui s'effectuent au contraire avec production d'énergie utilisable, comme la formation de l'ozone ou la décomposition de CO^2 par la chlorophylle. Les remarques de l'auteur portent sur cette seconde classe d'actions photochimiques.

Si un corps A à température T rayonne vers un corps B à température T_0, la fraction de l'énergie rayonnée transformable en énergie mécanique est, d'après le principe de Carnot-Clausius,

$$\nu = 1 - \frac{T_0}{T} \qquad (1)$$

D'autre part, si le corps rayonnant est un corps noir à la température T, en un point intérieur à l'enceinte qui constitue ce corps, la densité du rayonnement pour l'intervalle $\lambda, \lambda + d\lambda$, est donnée, entre certaines limites, par la formule de Planck

$$E = \frac{c}{\lambda^5} e^{-\frac{c}{\lambda T}}. \qquad (2)$$

Supposons alors que le corps B absorbe totalement l'énergie rayonnante comprise dans cet intervalle; deux cas pourront se produire : 1° Si la réaction s'effectue de manière que l'équilibre soit constamment réalisé, il sera possible que toute l'énergie rayonnante soit transformée en chaleur latente sans production d'énergie utilisable, de même que de la glace fondante absorbe totalement la chaleur qu'elle reçoit et la transforme en chaleur latente de fusion. C'est ce qui pourra arriver par exemple pour l'ozonisation par la lumière, si les concentrations du milieu en ozone et oxygène sont constamment les concentrations d'équilibre. 2° Si, au contraire, les concentrations s'écartent des concentrations d'équilibre, il y aura par molécule d'ozone formée production d'une certaine quantité d'énergie utilisable, et il sera impossible que toute l'énergie reçue fonctionne comme ozonisante, à cause de la relation (1). La loi de Bunsen et Roscoe, d'après laquelle l'action photochimique ne dépend que de l'énergie rayonnante absorbée, ne pourra pas alors être complètement exacte, puisqu'elle dépendra aussi des températures T et T_0.

La valeur de ν, pour un intervalle $\lambda, \lambda + d\lambda$ donné, dépend d'ailleurs très peu de la valeur de E pour ce même intervalle; la formule (2) montre que si E varie de 1 à $\frac{1}{10}$ par variation de T seulement, ν ne varie, pour le rayonnement solaire $\lambda = 0,68$, que de 0,96 à 0,80.

Pour qu'une radiation produise dans un corps une dissociation, il faut donc évidemment que ce corps l'absorbe; mais l'énergie de l'absorption n'est pas la seule condition : il faut encore que la quantité ν soit grande, et par conséquent que la température T soit élevée par rapport à celle où la dissociation du corps est possible.

Louis Dunoyer.

Phosphorescence

Phosphorescence produite par les rayons canaux. **John Trowbridge** (*Amer. Journ. Science*, 25-141-1908). — Dans la plupart des cas, la fluorescence produite par les rayons canaux est de la même couleur que celle qui est produite par les rayons cathodiques. Dans le cas du chlorure de lithium, au contraire, la fluorescence produite par les rayons canaux est rouge et celle produite par les rayons cathodiques est bleue.

L'auteur décrit un tube représenté figure 1 qui lui a permis d'obtenir également la fluorescence rouge avec les rayons cathodiques. Le solénoïde S peut glisser le long du tube et on peut le régler de manière que le faisceau vienne se concentrer en un foyer étroit sur le sel placé

[illegible] une lentille. [illegible] on observe la fluorescence bleue.

Il semble donc que la couleur ne soit liée qu'à l'énergie totale reçue par unité de surface.

L'auteur a également essayé les sels des métaux de la famille du lithium; ces sels sont rapidement décomposés.

Le tungstate de calcium au contraire n'est pas décomposé d'une manière sensible et perd rapidement sa fatigue; il est tout indiqué pour construire des écrans fluorescents. M. Moulin.

Fig. 1.

Notes sur la fluorescence du verre sous l'influence des rayons cathodiques. — Konen (*Verh. d. Deut. Phys. Gesell.* 9, 774-1907-A.). — Les phénomènes de fluorescence bleue ou rouge décrits par MM. Gehrche, Reichenheim et Goldstein ont été rencontrés aussi par M. Konen dans des conditions différentes. Il ne les décrit donc pas à nouveau mais fait remarquer :

1° Qu'il a observé ces fluorescences dans des tubes à cathode de chaux sous des tensions de 220 et 240 volts dès que la cathode était incandescente; il a pu faire des mesures photométriques dans l'orangé; le courant variait de 0,1 à 80 milliampères. Les rayons excitateurs étaient négativement chargés;

2° Ces lueurs se produisent dans un tube à hélium ne contenant pas d'oxygène décelable au spectroscope.

L. Benoist.

L'application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes à rayons X. — John Trowbridge (*Proc. Amer. Acad.*, 25, 145, 1908). — Le tube employé est représenté figure 1. L'anode A est [illegible] au moyen du solénoïde S, on fait converger le faisceau de rayons cathodiques sur l'anticathode T. On peut [illegible] un foyer très petit et bien centré.

M. Moulin.

Fig. 1.

Recherches sur la thermoluminescence. Variations de la décroissance de la phosphorescence de la blende de Sidot produites par la température. — C. A. Pierre (*Ann. de Phys.*, 26, 51, [illegible]). — L'auteur a étudié la décroissance de la phosphorescence du Sidot excitée par la lumière [illegible] Lumière et Brodhun, par rapport à un étalon à acétylène. On obtenait l'égalité en déplaçant cet étalon; un écran coloré permettait d'avoir des plages de même couleur. Un couple thermoélectrique donnait la température.

Pour différentes températures, si l'excitation est produite à la température à laquelle on fait la mesure, pour une même durée d'excitation, la décroissance est d'autant plus rapide que la température est plus élevée. En portant le temps en abscisses et la distance de l'étalon à acétylène en ordonnées, on obtient des droites.

En excitant la blende à la température ordinaire et en la chauffant ensuite, la phosphorescence passe par un maximum, puis décroît, la température ne prenant pas immédiatement sa valeur de régime.

Un grand nombre de courbes sont données dans le mémoire. M. Moulin.

Sur la phosphorescence mécanique. — **Andrew Stephenson** (*Phil. Mag.*, 15, 552-565, 1908). — Dans l'hypothèse qu'il propose pour l'interprétation des phénomènes de phosphorescence, l'auteur admet que l'énergie est emmagasinée sous forme d'énergie cinétique et non sous forme d'énergie potentielle due à une transformation plus ou moins stable du système. Le système est considéré comme possédant, par exemple, deux degrés de liberté qui peuvent s'influencer mutuellement, les oscillations du système n'étant amorties que pour un seul de ces degrés de liberté. Si les oscillations sont amorties par émission d'une radiation pour le premier degré de liberté, une radiation extérieure le mettra en vibration dans les deux degrés de liberté et, si l'on supprime la radiation extérieure, le système rayonnera, l'énergie cinétique accumulée dans le deuxième degré de liberté s'ammortissant lentement par l'intermédiaire de la radiation émise par les oscillations dans le premier degré de liberté.

Pour faire l'étude mathématique d'un tel système, l'auteur considère un système mécanique constitué par une masse suspendue à un fil élastique léger, qui peut par conséquent osciller dans la direction du fil, et aussi dans un plan passant par le fil, comme un pendule. Si les périodes de ces deux mouvements possibles sont dans un rapport voisin de $\frac{1}{2}$, il y aura action mutuelle par suite des changements de tension qui se produisent pendant les oscillations pendulaires. Si, par exemple, on fait osciller le système dans la direction du fil, sous l'influence des forces élastiques, une très faible oscillation pendulaire augmentera peu à peu d'amplitude. Si on suppose en outre que les oscillations élastiques sont seules amorties, par exemple par l'air[1], le système s'arrêtera lentement (si les actions extérieures n'agissent plus) les oscillations élastiques étant entretenues par les oscillations pendulaires, l'énergie de l'oscillation pendulaire étant restituée à l'extérieur par l'intermédiaire de l'oscillation élastique qui est amortie, par frottement dans le cas du pendule, par suite de l'émission d'une radiation dans le cas de la phosphorescence.

Les propriétés de ce système sont les suivantes :

1° La fréquence d'émission est indépendante de la perturbation qui a servi à exciter le système;

2° Le système accumule de l'énergie pour des fréquences de la perturbation incidente comprises entre certaines limites et comprenant la fréquence d'émission; plus grande est l'intensité de la perturbation incidente plus les limites sont écartées et plus grand est l'excès de la valeur moyenne de ces fréquences sur la fréquence d'émission;

[1] [illegible] pendule [illegible] masse suspendue avoit la [illegible] pendulaire.

3° Pour différentes fréquences, comprises dans cet intervalle, l'accumulation initiale d'énergie est maxima au voisinage de la fréquence centrale. Si la fréquence dans le degré de liberté où se fait l'accumulation d'énergie est plus faible que la moitié de la fréquence de l'autre, le système n'atteint finalement un état stable que pour la portion de cet intervalle qui comprend des fréquences supérieures à la fréquence d'émission. En régime, l'énergie accumulée est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité incidente et varie avec sa fréquence en s'annulant graduellement quand cette fréquence devient de plus en plus grande;

4° La dérivée par rapport au temps de l'inverse de la racine carrée de l'intensité d'émission est constante;

5° Quand le système est saturé, l'intensité initiale d'émission est proportionnelle à l'intensité de la perturbation incidente quand cette dernière est faible.

Pour une substance phosphorescente :

1° Le spectre d'émission dans quelque région est indépendant de la radiation d'excitation ;

2° La phosphorescence est produite par de la lumière de toutes les fréquences comprises dans un intervalle qui contient la fréquence d'émission au voisinage de son extrémité inférieure ;

3° L'intensité d'émission est maxima pour une fréquence plus grande que la fréquence d'émission ;

4° L'inverse de la racine carrée de l'intensité émise est une fonction linéaire du temps pendant un intervalle de temps dans lequel la plus grande partie (plus de 90 pour 100 de l'énergie accumulée est dissipée ; la courbe présente alors une brusque inflexion et devient ensuite une droite de plus faible inclinaison ;

5° L'énergie emmaganisée pour une radiation incidente donnée tend vers une limite définie et, quand le système est saturé, l'intensité initiale de l'émission est proportionnelle à l'intensité de la radiation d'excitation, pourvu que cette dernière ne soit pas trop grande.

Il y a donc un accord remarquable entre les propriétés du système mécanique considéré et certaines propriétés des corps phosphorescents. Toutefois il existe des différences que signale l'auteur. En particulier, les spectres de phosphorescence sont des spectres de bandes ; le système mécanique donne une raie, et les gaz dont les spectres de fluorescence sont composés de raies ne donnent lieu à aucune phosphorescence. M. Moulin.

Ionisation

Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques. P. Langevin (*C. R.* 146 1011 1908. Reproduction). En admettant que dans les gaz la recombinaison des ions de signes contraires est due à l'attraction de leurs charges électriques, M. Langevin a pu prévoir[1], entre le coefficient de recombinaison α et les mobilités k_1 et k_2 des ions positifs et négatifs, la relation

$$(1) \qquad \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)} < 1.$$

Il a désigné ce rapport par la lettre ε.

Une méthode directe de mesure du rapport ε lui a permis de vérifier expérimentalement l'inégalité précédente pour l'air et le gaz carbonique, et de montrer que, conformément encore aux prévisions de la théorie, le rapport ε s'approche d'autant plus de l'unité que la pression est plus grande, que le déplacement des ions devient plus difficile ; la limite 1 est atteinte lorsque toutes les rencontres entre des ions de signes opposés sont suivies de recombinaison.

1. P. Langevin, *C. R.*, 134-1902-555.

Il a montré depuis[1] comment ce rapport joue un rôle essentiel dans tous les problèmes relatifs au courant dans les gaz ionisés et comment sa valeur détermine aussi bien la forme des courbes de saturation que la répartition du champ électrique à l'intérieur du gaz.

Les mesures faites par MM. Langevin et E. Bloch[2] sur les ions issus des flammes, moins mobiles que les ions ordinaires, ont donné la valeur de 0,7, et M. G. Moreau[3], en déterminant séparément le coefficient de recombinaison et les mobilités des gros ions produits par vaporisation de sels à haute température a, obtenu par ε des nombres très voisins de l'unité.

Le fait, signalé par P. Curie pour les liquides et par M. H. Becquerel[4] pour les solides, que tous les diélectriques deviennent conducteurs sous l'action des radiations nouvelles, permet de chercher de nouvelles confirmations de la relation théorique[5], légèrement modifiée par l'intervention du pouvoir inducteur spécifique K du diélectrique dans l'action mutuelle de deux ions de signes contraires, et mise sous la forme générale,

$$\varepsilon = \frac{K\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)} \geq 1.$$

La très grande lenteur de la recombinaison dans ces diélectriques denses fait que la conductibilité persiste un temps notable après que l'action des rayons a cessé et permet d'employer pour la mesure directe du rapport ε une méthode remarquablement simple basée sur la remarque suivante :

Pour des champs électriques assez faibles, le courant produit à travers le diélectrique ionisé obéit à la loi d'Ohm, avec une résistivité ρ, inverse de la conductibilité, donnée en fonction des mobilités et de la densité en volume n des charges positives ou négatives portées par les ions par la relation :

$$\rho = \frac{1}{(k_1 + k_2)n}.$$

Cette résistivité augmente avec le temps par suite de la recombinaison ; comme celle-ci s'effectue suivant la loi

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

on en déduit

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\alpha}{(k_1 + k_2)} = \frac{4\pi}{K}\varepsilon.$$

La résistivité ρ, et par suite la résistance R qu'oppose au passage du courant le diélectrique ionisé placé entre deux conducteurs de forme quelconque, doit donc augmenter linéairement en fonction du temps, d'où une première vérification possible de la loi de recombinaison, au moins dans l'hypothèse où le diélectrique rendu conducteur ne renferme qu'une seule espèce d'ions de chaque signe.

D'autre part, si C est la capacité du condensateur formé par les deux conducteurs considérés, on a entre elle et la résistance R la relation connue.

$$CR = \frac{K\rho}{4\pi},$$

1. *Cours du Collège de France*, 1902-1904.
2. P. Langevin et L. Bloch, *C. R.*, 134-1904-792.
3. G. Moreau, *Annales de Chimie et de Physique*, VIII 8 1906-255.
4. P. Curie, *C. R.*, 134-1902-420.
5. H. Becquerel, *C. R.*, 136-1903-1175.

[illegible]

$$\frac{dk}{k} = \frac{k\,dt}{1-kt} \quad \frac{k\alpha}{1-k(t_1+t_2)} = \alpha.$$

[illegible] il suffit donc de suivre la loi de disparition en fonction du temps de la conductibilité acquise antérieurement sous l'action d'un rayonnement par le [illegible] de capacité comme α étant un rapport, aucune mesure absolue n'est d'ailleurs nécessaire pour l'obtenir, et l'on peut ramener sa détermination à des mesures de rapports de temps et de déviations.

Des expériences sont en cours pour l'application de cette méthode, et les résultats qui en seront publiés ultérieurement par M. H. [illegible] Napier ont déjà donné pour α des valeurs peu différentes de l'unité et inférieures à cette limite comme le veut la théorie.

Il est remarquable que celle-ci se trouve vérifiée aussi bien pour les ions produits dans les gaz que pour ceux [illegible] moins mobiles des diélectriques solides, le rapport restant toujours voisin de l'unité alors que ses deux termes, coefficient de recombinaison et mobilités, sont approximativement un million de fois plus petits dans le deuxième cas que dans le premier.

Ionisation des gaz aux hautes pressions. — Henry A. Erikson (*Amer. Phys. Soc. Chicago.* Résumé, *Phys. Rev.*, 26 199-1908). — L'ionisation est produite par les rayons γ. Les résultats montrent que le courant obtenu pour une même différence de potentiel entre les électrodes passe par un maximum à une certaine pression, un nouvel accroissement de la pression produisant une diminution du courant.

La position du maximum dépend d'ailleurs de la différence de potentiel. Pour 18 volts entre électrodes cylindriques concentriques et distantes de 6 millimètres, le maximum se produit à une pression de 70 atmosphères et le courant à 400 atmosphères est 60 pour 100 du courant maximum. Avec une différence de potentiel de 1000 volts le maximum est obtenu pour 150 atmosphères, le courant à 400 atmosphères étant environ 78 pour 100 du courant maximum.

Les résultats montrent aussi que quelques ions restent sans se recombiner pendant quelque temps après la suppression de l'ionisation. Au bout de 20 secondes, à 200 atmosphères, on extrait, avec une différence de potentiel de 1000 volts, 8 pour 100 des ions que l'on extrait du gaz au bout de [illegible] secondes à 400 atmosphères, le rapport est de 13 pour 100 environ, pour le même intervalle de temps.

Les courbes pour l'acide carbonique, au-dessus de la pression de liquéfaction, sont analogues à celles de l'air.

M. Moulin.

Expériences sur la distribution du potentiel le long de l'étincelle. — Lavoro Amaduzzi (*Rend. Acc. Lincei*, [illegible] 6 [illegible]). — Suite des expériences de l'auteur sur l'effet d'interposition d'un diaphragme dans le trajet de l'étincelle. On mesure au moyen d'une sonde le champ en différents points de l'étincelle et on constate que les perturbations apportées par la présence d'un diaphragme s'expliquent bien par l'obstacle mis au déplacement des ions.

Léon Bloch.

Sur les vapeurs métalliques dans l'étincelle électrique. — A. Battelli et L. Magri (*Il Nuovo Cimento*, [illegible]). — [illegible] par les électrodes du mercure [illegible] par Hemsalech et Deslandres. L'étincelle d'induction. Ils n'acceptent pas l'interprétation d'Hemsalech qui attribue ces stries aux oscillations d'ordre supérieur, mais les arguments qu'ils font valoir ne semblent pas décisifs.

Léon Bloch.

La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointe. — John Zeleny (*Phys. Rev.*, 26 129-154 1908). — Dans un mémoire récent[1] l'auteur donnait les résultats obtenus pour la décharge entre un fil cylindrique et un plan. Dans ce mémoire il donne les résultats obtenus avec des aiguilles d'acier ordinaires ou avec des cônes de 12 degrés. L'appareil employé est le même que précédemment. D'après ces résultats, il est possible de trouver le courant qui passe entre ces pointes et un plan de 1,5 centimètre de diamètre pour une différence de potentiel donnée.

Le potentiel nécessaire pour le passage du courant est beaucoup plus grand pour les pointes fines que pour les fils cylindriques fins.

De l'oxyde de fer prend naissance sous forme de houppe à l'extrémité de la pointe quand cette pointe est *positive*. L'oxydation est beaucoup moins marquée quand elle est négative. La décharge négative est très irrégulière, surtout pour les faibles courants.

Le courant qui passe entre une surface sphérique et une pointe placée en son centre est uniformément réparti sur la surface de l'hémisphère opposée à la pointe.

Lorsqu'on diminue la pression du gaz, la décharge entre une pointe et un plan placé à 1 centimètre de distance se produit pour des potentiels de plus en plus faibles et le courant augmente de plus en plus vite avec la différence de potentiel. Au-dessous de 1 centimètre de pression, la différence de potentiel nécessaire pour produire la décharge tombe rapidement jusqu'à 400 volts environ pour une pression de quelques centièmes de centimètre et à partir d'environ un centième de centimètre, elle commence à augmenter rapidement.

M. Moulin.

Note sur les potentiels explosifs. — R. F. Earhart (*Amer. Phys. Soc. Chicago.* Résumé *Phys. Rev.* 26 195-1908). — L'auteur donne des courbes reliant la distance et la différence de potentiel nécessaire pour provoquer la décharge entre une pointe et un plan pour de très petites distances et différentes pressions (75, 37, 25 cm.). Les distances ont été mesurées à l'aide d'un interféromètre.

La plus faible différence de potentiel nécessaire pour produire l'ionisation de l'air dans ces conditions est de 558 volts, valeur quelque peu plus petite que celle qui avait été déterminée pour des électrodes planes.

Les potentiels inférieurs à 558 volts peuvent produire une décharge, mais de caractère différent. Une telle décharge est probablement produite par la projection de corpuscules ou d'atomes du métal. La polarité de la pointe n'a pas d'influence sur la décharge, pour des distances excessivement faibles. Pour de plus grandes distances, la décharge se produit plus facilement pour une pointe négative que pour une pointe positive.

Hobbs avait montré antérieurement que les décharges produites sous des potentiels plus faibles que les potentiels qui produisent l'ionisation dépendent du métal des électrodes. Une telle décharge se produit pour de plus grandes distances pour des électrodes d'aluminium que pour des électrodes de platine. En employant des électrodes de Pt, Al et Ag, et en les permutant, M. Earhart trouve que la décharge n'est pas influencée par la nature de l'électrode négative mais plutôt par celle de l'électrode pour laquelle le gradient du potentiel est le plus faible.

1 *Le Radium*, 5 60 1908.

quelle que soit sa polarité. Ceci montre que la décharge n'est pas entièrement transportée par des corpuscules négatifs. M. Moulin.

Sur l'arc électrique entre électrodes métalliques. — **W.-G. Cady et H. D. Arnold** (*Amer. Journ. of Science*, **24** 385 411-1907). — L'arc entre électrodes de fer présente pour une certaine valeur du courant un changement brusque de régime analogue au passage à l'arc sifflant pour l'arc entre charbons. Les deux régimes sont d'aspect différent et donnent des caractéristiques différentes. La perte de poids des électrodes, le spectre de l'arc et la température de l'anode montrent que le premier régime (régime à faible intensité) est caractérisé par l'absence de vaporisation de l'anode.

Des essais ont été faits avec d'autres métaux dans l'air; les deux régimes ne sont stables qu'avec le cuivre et le fer. Dans l'azote à pression réduite la décharge lumineuse ordinaire et les deux régimes de l'arc ont été observés avec une cathode de charbon et des anodes de plomb, d'argent et de charbon. Le platine et le fer sans trace d'oxyde ne donnent en aucun cas un premier régime stable.

Les caractéristiques (diff. de pot. en fonction du courant pour une longueur d'arc constante) présentent une chute brusque pour la valeur critique du courant à laquelle se produit le passage d'un régime à l'autre. Pour les grandes longueurs d'arc, quand on diminue le courant en augmentant la résistance extérieure, la variation brusque ne se produit pas pour la même valeur du courant, mais pour une intensité un peu plus faible. Cette chute brusque de potentiel est attribuée en partie à une diminution de force électromotrice thermoélectrique à l'anode et en partie à un accroissement de conductibilité de la vapeur. Il semble exister une relation entre le point critique et la température de fusion de l'anode, mais elle est peu nette et elle est vraisemblablement masquée par des effets dus aux conditions physiques de la surface de l'anode.

Une série d'expériences a été faite sur les oscillations électriques dans l'arc entre électrodes de fer, de cuivre et d'argent, l'énergie mise en jeu par ces oscillations étant mesurée à l'aide d'un dispositif bolométrique. L'arc au fer devient continu dans son premier régime, alors que pour des arcs à anodes d'argent ou de cuivre des oscillations sont encore marquées quand on diminue le courant.

M. Moulin.

Technique

Enregistrement de l'électricité dans les précipitations atmosphériques. — **K. Kähler** (*Phys. Zeitsch.*, **15** avril 1908, **8**-258-A). — L'auteur a installé à l'observatoire de Potsdam un électromètre enregistreur de Benndorf pour la mesure des charges électriques transportées par la pluie et la neige. Il donne quelques indications sur les résultats obtenus par temps calme et pendant des bourrasques. Comparaison avec les observations de Elster et Geitel, Gerdien et Weiss. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Méthodes de calorimétrie usitées au laboratoire thermique de l'Université de Moscou, par **W. Louguinine** et **A. Schukarew**, 1 vol. 192 p. (*Traduit du russe par G. Ter Gazarian, Dr ès sciences.*) (Hermann, éditeur, Paris.)

En publiant ce volume, les auteurs ont eu pour but principal de faire connaître un certain nombre de méthodes d'un usage assez répandu, qui ont été créées ou élaborées au laboratoire de calorimétrie de Moscou; et de faire profiter, de l'expérience acquise par eux dans leurs travaux, les personnes qui débutent dans les recherches calorimétriques.

L'ouvrage est divisé en XIV chapitres, et illustré de 22 dessins et figures complétant les descriptions relatives aux différents dispositifs expérimentaux; un certain nombre de planches d'une exécution soignée représentent d'une manière très exacte et complète les principaux appareils employés par les auteurs.

Le premier chapitre est réservé à une description des différents modèles de thermomètres propres à être employés pour chaque genre d'expérience. Du deuxième au septième chapitre nous trouvons de très intéressantes considérations sur l'unité de chaleur, les variations de la chaleur spécifique de l'eau avec la température, et les corrections qui doivent en résulter dans les mesures. Suivent ensuite : la description du calorimètre en général et la marche d'une expérience calorimétrique : quelques considérations sur les locaux propres aux recherches calorimétriques; les corrections à faire pour le rayonnement, et enfin une description des différents types de chambres calorimétriques et leurs emplois.

A partir du chapitre VIII nous arrivons à l'exposé des méthodes expérimentales de détermination des chaleurs spécifiques des liquides et des solides, ainsi que des chaleurs latentes de vaporisation. Le chapitre X contient la description d'une étuve électrique de M. W. Louguinine, et l'énumération des services que son emploi peut rendre en calorimétrie.

Après les quatre derniers chapitres réservés à des exposés pratiques et théoriques sur la détermination de l'effet thermique accompagnant la dissolution des corps solides, la méthode de détermination des chaleurs de neutralisation des bases par les acides, le calorimètre à glace, le calorimètre à vapeur, etc.; l'ouvrage se termine par quelques tables numériques d'un usage indispensable en calorimétrie.

En résumé ce livre, d'une élocution claire, et de plus parfaitement documenté, paraît susceptible de rendre de grands services dans les laboratoires de physique, en évitant aux expérimentateurs les tâtonnements inévitables accompagnant toujours les travaux qui ne sont pas d'un usage courant. **L. Matout.**

Introduction à l'étude de l'électricité statique et du magnétisme, par **E. Bichat** et **R. Blondlot** (deuxième édition, entièrement refondue, 188 pages 14×22, Gauthier-Villars, éditeur, Paris).

Les améliorations apportées à cette nouvelle édition ont été opérées d'après des notes prises par les auteurs au cours des 22 années écoulées depuis la première édition. Le caractère du livre est demeuré le même. Il traite de l'électricité en équilibre. Dans la pensée des auteurs il est destiné à établir une transition entre l'enseignement élémentaire et l'étude approfondie de la science : il contient le développement des questions d'électricité statique qui peuvent être exigées des candidats à la licence ès sciences physiques.

Dans la partie théorique, les auteurs ont développé les calculs indispensables pour l'intelligence des phénomènes, en laissant de côté les questions qui présentent un intérêt exclusivement mathématique. Dans la partie expérimentale,

[illegible] différents appareils en [illegible] essentiels, de façon à en [illegible] sans insister sur les [illegible] exposition.

[illegible] aux personnes qui, possédant les premiers éléments de la physique, désirent, soit dans un but scientifique, soit dans un but technique, acquérir en électricité des connaissances solidement établies.

Beitrage zur allgemeinen Kolloidchemie (Contribution à la chimie générale des colloïdes) par B. Szilard [illegible] de 42 p. [illegible] Steinkopff, Dresde, 1908.

[illegible] une étude chimique détaillée sont les colloïdes inorganiques ; on s'accorde [illegible] les colloïdes organiques. [illegible] ont des [illegible] différentes des premiers. Ne serait-il pas possible de trouver parmi les colloïdes inorganiques [illegible] dont les propriétés rappellent d'assez près [illegible] des albumines ? M. Szilard pense avoir rencontré de telles solutions parmi celles des hydroxydes métalliques (en particulier de zirconium, de thorium, d'uranium). Les hydroxydes de zirconium et de thorium peuvent être [illegible] par un procédé analogue à celui [illegible] pour l'hydroxyde ferrique : précipitation par l'ammoniaque, redissolution dans l'eau de lavage [illegible] carbonique.

Ces solutions d'hydroxydes sont stables sans contenir de quantités décelables d'électrolytes et précipitent facilement par les électrolytes. Ce sont elles que M. Szilard compare aux albumines naturelles, bien que celles-ci ne soient pas privées d'électrolytes qui jouent un rôle dans leur stabilité [illegible] qu'elles puissent en [illegible] avoir encore une quantité notable sans précipiter. La propriété qui paraît à l'auteur devoir relier de la manière la plus frappante les albuminoïdes aux solutions considérées est de se laisser *pepioniser* par des substances (ferments) qui ne sont pas sans relation chimique avec eux (comme la pepsine). Les hydroxydes considérés se laissent en effet, ainsi que d'autres d'ailleurs, peptoniser (stabiliser) par les sels halogènes des [illegible]

L'auteur fait remarquer que les sels d'un métal peuvent stabiliser l'hydroxyde d'un autre métal, fait analogue à celui [illegible] *Radium*, août 1907. On obtient ainsi ce que l'auteur appelle des peptonides homo- [illegible] Exemple de ces dernières : hydro- [illegible] hydroxyde d'uranyle + chlorure de thorium).

[illegible] quelques faits intéressants : la pro- [illegible] de thorium de former avec l'eau [illegible] le nitrate de thorium concentré (entre autres) de l'albu- [illegible]

Il y a au total dans cette brochure, en dehors de faits [illegible] quelques données intéressantes et un parallèle imaginé par [illegible] pas pouvoir être assez rigoureusement poursuivi pour faire [illegible] corps.

H. Monton.

Josiah-Willard Gibbs. A propos de la publication de ses mémoires scientifiques, par **Pierre Duhem.** Hermann, éditeur, Paris.

Au cours de la lecture de cet intéressant opuscule nous relevons les impressions très autorisées de l'auteur sur les travaux les plus marquants de J. W. Gibbs : Les *Principes de mécanique statistique* ; *Sur l'équilibre des substances hétérogènes* ; cette dernière publication étant l'objet d'une analyse approfondie dans laquelle M. P. Duhem sait mettre en lumière, avec un agréable talent, toute la valeur de l'érudition claire, concise, nous pouvons ajouter *condensée*, du grand mathématicien.

D'après les renseignements biographiques que donne l'auteur nous croyons en effet que tout le caractère de Gibbs tient dans ce mot : la *concentration*. Ses travaux ne furent jamais publiés avec hâte et ne parurent qu'après avoir été parfaitement mis au point et expurgés de toute surcharge inutile. Une autre de ses caractéristiques est une modestie réelle, et d'autant plus sincère qu'elle était inconsciente. Gibbs aimait la solitude pour le travail, et n'a jamais cherché à faire la publicité autour de ses travaux.

Nous ne pourrions mieux terminer notre appréciation qu'en répétant avec l'auteur les paroles de M. Henry Le Châtelier : « La portée des travaux du professeur Gibbs n'a pas été immédiatement reconnue ; leur influence sur les progrès de la science n'a pas été tout d'abord ce qu'elle aurait dû être. »

L. Matout.

Les progrès de la photographie astronomique, par **P. Stroobant**, astronome à l'Observatoire Royal, professeur à l'Université de Bruxelles.

Extrait de *l'Annuaire astronomique de l'Observatoire royal de Belgique pour* 1908 (A. Hayez, éditeur, Bruxelles).

Nous trouvons surtout dans cet ouvrage une énumération des services rendus par la photographie appliquée à l'étude des astres, tant au point de vue de leur recherche qu'à celui de l'étude de leurs mouvements, de leurs variations, et surtout de leur constitution.

— L'évaluation du nombre d'étoiles allant jusqu'à la 14e grandeur, que les plus puissants instruments permettent de voir, varie entre 25 et 50 *millions*. On comprend aisément combien l'identification d'un pareil nombre d'astres serait difficile par l'observation directe.

Ce travail est cependant réalisé par l'établissement de la carte photographique du ciel qui enregistre toutes ces étoiles[1].

Nombre de comètes ont été également découvertes par la photographie, qui a de plus fourni des documents précieux pour l'étude de leur constitution physique.

La photographie a surtout ces avantages, sur l'observation visuelle, d'accumuler les impressions que l'œil ne pourrait percevoir, et de laisser des documents exempts de l'erreur personnelle propre à chaque observateur.

Une grande partie de l'ouvrage est réservée à l'examen des résultats obtenus par la photographie stéréoscopique de la lune et des étoiles. Quelques-unes des épreuves stéréoscopiques obtenues par différents astronomes sont jointes au texte, permettant ainsi d'apprécier la valeur de ces résultats.

L'auteur termine en rappelant les applications de la photographie à la spectroscopie astronomique, et les services que ces applications ont rendus à l'astronomie physique.

L. Matout.

1. M. A. Sc[illegible] *Annuaire astronomique pour* 1908.

[illegible] Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 6. — Juin 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau (R. B. Moore). 161

Sur les différents types de rayons γ du radium et les rayons secondaires qu'ils produisent (R. D. Kleeman). 172

Sur le poids atomique du radium (I. E. Thorpe). 173

Sur la radioactivité des minéraux d'uranium (Bertram B. Boltwood). 175

Sur l'ionium un nouvel élément radioactif (Bertram B. Boltwood). 176

Sur la vie du radium (Bertram B. Boltwood). 176

Action des sels de potassium sur la plaque photographique (M. Levin et R. Ruer). 177

Cinétique chimique de la transformation des corps radioactifs (Philippe A. Guye). 177

La loi des transformations par échelons et la radio-activité (G. C. Schmidt). 178

Électronique

Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes (J. Chaudier). 162

Propriétés optiques et théorie des électrons (H. Ebert). 178

Observation de la séparation magnétique des raies spectrales au moyen de la méthode de Fabry et Pérot (P. Zeeman). 178

Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman (W. Lohmann). 178

Décomposition dissymétrique de la raie jaune du mercure 5790 dans le champ magnétique (P. Gmelin). 178

Modifications du premier spectre de raies du mercure (E. Castelli). 179

Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective (H. Du Bois et Elias). 179

La particule lumineuse considérée comme un aimant puissant et le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression (W. J. Humphreys). 179

Note sur la différence entre les spectres de l'arc à l'anode et à la cathode (W. J. Humphreys). 180

Recherche sur le déplacement électrique et le champ produit dans les isolants par leur mouvement dans un champ magnétique et son rapport avec la question du mouvement relatif de l'éther et de la matière (S. J. Barnett). 180

Sur une méthode de numération des particules α par la scintillation, et sur la grandeur de la quantité élémentaire d'électricité (Erich Regener). 180

Sur le groupe des rayons canaux (E. Goldstein). 180

Rayons anodiques (E. Gehrcke et O. Reichenheim). 181

Existence probable d'une nouvelle espèce de rayons (rayons magnétiques) durant la décharge dans un champ magnétique (A. Righi). 181

L'action magnétique des rayons cathodiques (M. Eugen Klupathy). 181

Recherches expérimentales sur la nature des rayons γ (H. Bragg et Madex). 182

Sur les effets calorifiques produits par les rayons Röntgen dans le plomb et dans le zinc (H. A. Bumstead). 182

A propos de la théorie de la dispersion (L. Mandelstam). 185

Théorie électronique et valence chimique (Hugo Kaufmann). 185

Sur le phénomène appelé rayons de Moser (Eugène Legrady). 185

Radiations

A propos de la vitesse des rayons Röntgen (J. Franck et R. Pohl). — Théorie de l'appareil de mesure pour la vitesse des rayons Röntgen (Erich Marx). 185

Spectre d'absorption des rayons Röntgen mesurés à l'aide d'un microradiomètre (J. M. Adams). 184

A propos de la diffraction des rayons Röntgen (B. Walter et R. Pohl). 184

Sur l'absorption des ondes électriques de courte longueur d'onde par l'air à différentes pressions (James E. Ives et Robert L. Clyde Gowdy). 184

Sur la dispersion anormale des vapeurs métalliques (H. Ebert). 185

Réfraction et dispersion de l'hélium (Kurt Hermann). 185

Sur l'indice de réfraction de l'hélium (K. Scheel et R. Schmidt). 185

Sur l'optique des corps en mouvement (J. Laub). 185

La constance des longueurs d'onde des raies spectrales (H. Kayser). 185

Une théorie simple des maxima secondaires des spectres des réseaux (R. W. Wood). 186

Longueurs d'onde exactes des raies λλ 3900 et 3913 dans les spectres d'arc et d'étincelle du titane (Norton A. Kent et Alfred H. Avery). 186

Contributions à l'étude du spectre d'émission infra-rouge des métaux (A. Eichmann). 186

[illegible] 186
Sur les spectres des métaux alcalins (à propos du travail [illegible] 187
[illegible] 187
[illegible] 187
Quelques remarques sur les actions photo-chimiques (E. [illegible] 187

Phosphorescence

Phosphorescence produite par les rayons canaux (John [illegible] 187
Notes sur la fluorescence du verre sous l'influence des [illegible] 188
L'application d'un champ magnétique longitudinal aux [illegible] 188
Recherches sur la thermoluminescence. — Variations de la décroissance de la phosphorescence de la blende de Sidot produites par la température (C. A. Pierce). . . 188
[illegible] 188

Ionisation

Sur les conductibilités des solutions de sels dans les acides (M. [illegible] 167
Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques (P. [illegible] 189
[illegible] 190
Expériences sur la distribution du potentiel le long de [illegible] 190
Sur les vapeurs métalliques dans l'étincelle électrique (A. Battelli et L. Magri) 190
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme [illegible] 190
Note sur les potentiels explosifs (R. F. Earhart). . . . 190
Sur l'arc électrique entre électrodes métalliques (W. G. [illegible] 191

Technique

Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère (M. Th. Wulf). . . . 170
[illegible] 191

REVUE DES LIVRES

[illegible] de Moscou. W. [illegible] et A. [illegible] 191
Introduction à l'étude de l'électricité statique et du ma- [illegible] 191
[illegible] 192
[illegible] 192
[illegible] 192

Sommaire par noms d'auteurs

[illegible] 184
Amaduzzi Lavoro :
[illegible] 191
Barnett S. J.
Recherche sur le déplacement électrique et le champ produit dans les isolants par leur mouvement dans un champ magnétique et son rapport avec la question du mouvement relatif de l'éther et de la matière 180
Battelli (A.) et Magri (L.) :
Sur les vapeurs métalliques dans l'étincelle électrique. 190
Beckmann A. :
Contributions à l'étude du spectre d'émission infrarouge des alcalins. 186
Bertram B. Boltwood :
Sur la radioactivité des minéraux d'uranium 175
Bertram B. Boltwood :
Sur l'ionium un nouvel élément radioactif 176
Bertram B. Boltwood :
Sur la vie du radium 176
Bichat (E.) et Blondlot (R.) :
Introduction à l'étude de l'électricité statique et du magnétisme 191
Bragg (H.) et Maden :
Recherches expérimentales sur la nature des rayons [illegible] 182
Bumstead H. A.) :
Sur les effets calorifiques produits par les rayons Röntgen dans le plomb et dans le zinc. 182
Cady (W. G.) et Arnold (H. D.) :
Sur l'arc électrique entre électrodes métalliques . . 191
Castelli (E.) :
Modifications du premier spectre des raies du mercure . . . 179
Chaudier J.
Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes 162
Du Bois et Elias :
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. 179
Duhem Pierre
Josiah-Willard Gibbs. A propos de la publication de ses mémoires scientifiques 192
Earhart R. F.
Note sur les potentiels explosifs 190
Erfle (H.) :
Propriétés optiques et théorie des électrons. 178
Erfle (H.) :
Sur la dispersion anomale des vapeurs métalliques. 185
Erikson Henry A.
Ionisation des gaz aux hautes pressions . 190
Franck (J.) et Pohl (R.) :
A propos de la vitesse des rayons Röntgen . . . 185
Gehrcke E. et Reichenheim O.
Rayons anodiques . . . 184
Gmelin (P.) :
Décomposition dissymétrique de la raie jaune de mercure 5790 dans le champ magnétique 178
Goldstein (E.) :
Sur le groupe des rayons canaux . . 180
Guye Philippe A.
Cinétique chimique de la transformation des corps radioactifs . 177
Heimann Kurt
Réfraction et dispersion de l'hélium 185
Heurlelys W. J.
La particule lumineuse considérée comme un aimant puissant et le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression 179
Humphreys (W. J.
Note sur la différence entre les spectres de l'arc à l'anode et à la cathode . 180
Ives James E. et Cram Gowen Roller E.
Sur l'absorption des ondes électriques de courte longueur d'onde par l'air à différentes pressions. . . 184
Kahler (K.) :
[illegible] de l'électricité dans les précipitations atmosphériques 191
Kauffmann Hugo
Théorie électronique et valence chimique. 185

KAYSER (H.) :
La constance des longueurs d'onde des raies spectrales. 185
KENT (NORTON A.) et AVERY (ALFRED H.).
Longueurs d'onde exactes des raies 5 5 5900 et 5915 dans les spectres d'arc et d'étincelle du titane . . 186
KEESMAN (R. D.) :
Sur les différents types de rayons γ du radium et les rayons secondaires γ qu'ils produisent. 172
KLUPATHY (M. EUGEN) :
L'action magnétique des rayons cathodiques . . . 181
KONEN :
Notes sur la fluorescence du verre sous l'influence des rayons cathodiques 188
LANGEVIN (P.) :
Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques . 189
LAUE (J.) :
Sur l'optique des corps en mouvement. 185
LEGRADY (ELISABETH) :
Sur le phénomène appelé rayons de Moser. 183
LEVIN (M.) et RUFER (R.) :
Action des sels de potassium sur la plaque photographique 177
LOHMANN (W.) :
Contribution à l'étude du phénomène de Zeemann . 178
LOUGUININE (W.) et SCHUKAREW (A.) :
Méthodes de calorimétrie usitées au laboratoire thermique de l'Université de Moscou 191
MANDELSTAM (L.) :
A propos de la théorie de la dispersion 185
MARX (ERICH) :
Théorie de l'appareil de mesure pour la vitesse des rayons Röntgen. 183
MOORE (R. B.) :
Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau 161
OLMSTEDT (CHARLES M.) :
Comparaison de certaines bandes du spectre des taches solaires et du spectre d'un arc au calcium dans une atmosphère d'hydrogène. 187
PIERCE (C. A.) :
Recherches sur la thermoluminescence. — Variations de la décroissance de la phosphorescence de la blende de Sidot produites par la température. . . 188
PONCHON (M.) :
Sur les conductibilités des solutions de sels dans les acides 167
REGENER (ERICH) :
Sur une méthode de numération des particules α par la scintillation, et sur la grandeur de la quantité élémentaire d'électricité. 180
RIECKE (E.) :
Représentation dans l'espace des raies spectrales et nouvelle série du potassium découverte par Bergmann. 186
RIGHI (A.) :
Existence probable d'une nouvelle espèce de rayons (rayons magnétiques) durant la décharge dans un champ magnétique 181
RITZ (W.) :
Sur les spectres des métaux alcalins (à propos du travail de C. Runge 187
SCHEEL (K.) et SCHMIDT (R.) :
Sur l'indice de réfraction de l'hélium 185
SCHMIDT (G. C.) :
La loi des transformations par échelons et la radioactivité 178
STEPHENSON (ANDREW) :
Sur la phosphorescence mécanique 188
STROOBANT (P.) :
Les progrès de la photographie astronomique. 192
SZILARD (B.) :
Beiträge zur allgemeinen Kolloidchemie. (Contribution à la chimie générale des colloïdes . . 192
THORPE (T. E.) :
Sur le poids atomique du radium. . . . 177
TROWBRIDGE (JOHN) :
Phosphorescence produite par les rayons canaux. . . 187
TROWBRIDGE (JOHN) :
L'application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes à rayons X 188
WALTER (B.) et POHL (R.)
A propos de la diffraction des rayons Röntgen . . . 184
WALTER (B.) :
Sur le spectre de bandes de la fluorine . . 187
WARBURG (E.) :
Quelques remarques sur les actions photo-chimiques . 187
WOOD (R. W.) :
Une théorie simple des maxima secondaires des spectres des réseaux. 186
WULF (M. TH.) :
Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère 170
ZEEMAN (P.) :
Observation de la séparation magnétique des raies spectrales au moyen de la méthode de Fabry et Pérot 178
ZELENY (JOHN) :
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointe. 190

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Ueber die Absorption der β Strahlen einiger Radioelemente. — O. HAHN et LISE MEITNER (Extrait du *Phys. Zeitsch.*).

Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes. — J. CHAUDIER (Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris).

On Ioniom, a new Radioactive element. — B. BOLTWOOD (Extrait de *l'American Journal of Science*).

Mémoires en brouillon sur la théorie nodale des combinaisons chimiques. — M. N. TEPLOFF (Troisième partie). Saint-Petersbourg.

Les principes de la théorie nodale des combinaisons chimiques. — M. N. TEPLOFF (Saint-Petersbourg).

De la calculation des structures nodales. — M. N. TEPLOFF (Saint-Pétersbourg).

Compte rendu de la 36e session de l'Association Française pour l'Avancement des Sciences (Reims, 1907).

L'indicateur de la Photographie. — A. LAHURE, éditeur, Paris.

Notices

Bulletin des publications nouvelles de la librairie Gauthier-Villars. — Année 1908, 1er trimestre.

Johann Ambrosius Barth. — Physikalische, mathematische, elektrotechnische und Chemische Werke und Zeitschriften aus dem Verlage von J. A. Barth.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon — PARIS

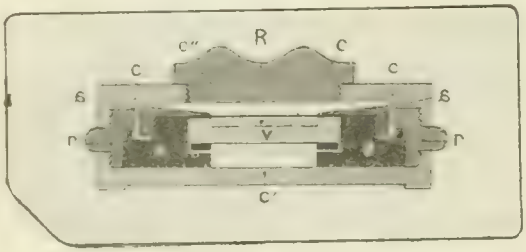
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

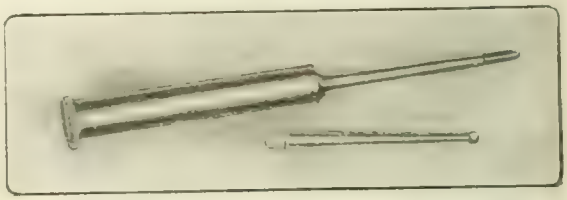
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



[illegible]

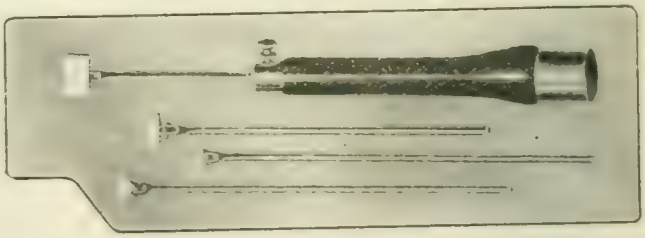
[illegible] Le tout est enfermé dans une forte boite protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches [illegible]



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

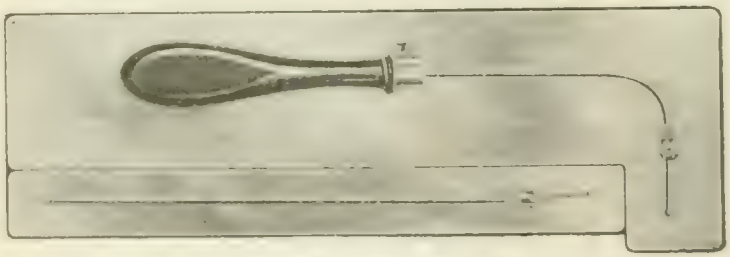
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



[illegible]

[illegible] dans les cavités et dans les [illegible]

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur les électrons positifs

Par Jean BECQUEREL,

Ingénieur des ponts et chaussées,
Laboratoire de physique du Muséum d'histoire naturelle.

I. — *Avant-propos.*

§ 1. — On sait que les rayonnements chargés d'électricité négative (rayons cathodiques, rayons β) sont formés d'un flux de corpuscules, appelés *électrons*, dont la masse, deux mille fois plus petite que celle d'un atome d'hydrogène, est, au moins en majeure partie, de nature électromagnétique. Ces électrons négatifs se retrouvent dans de nombreux phénomènes et sont les mêmes quelle que soit leur origine ; ils forment l'un des constituants de la matière et on peut les considérer comme des intermédiaires entre l'éther et la matière pondérable.

Les rayonnements positifs actuellement connus (rayons α, rayons canaux, rayons anodiques) sont fort différents des rayonnements négatifs ; ils forment, en effet, un flux de *matière électrisée*, c'est-à-dire qu'ils sont constitués, non par des électrons comparables aux corpuscules négatifs, dont l'inertie paraît se réduire à l'inertie de l'éther, mais par des *ions*, possédant une masse au moins égale à la masse de l'atome *matériel* d'hydrogène.

§ 2. — L'existence d'un *électron positif* de même nature que l'électron négatif ne semble guère admise aujourd'hui, et l'idée d'un second constituant universel de la matière est loin d'être en faveur. Toutefois quelques physiciens, trouvant de grandes difficultés à rendre compte des propriétés des métaux (conductibilité, phénomène de Hall...) au moyen des seuls électrons négatifs, ont introduit dans les théories l'hypothèse d'électrons positifs, bien qu'aucun fait n'en ait révélé l'existence réelle.

Les conceptions actuelles relatives à la nature de l'électricité positive sont d'ailleurs très diverses, et l'adoption de tel ou tel système n'a guère été jusqu'à présent qu'une question de préférence. Le manque de données sur cet important problème retarde beaucoup les progrès de nos connaissances sur la constitution de la matière. Nous sommes en effet obligés, dans notre ignorance de la nature des charges positives, d'introduire à ce sujet dans les théories de la physique moderne des hypothèses qui ne reposent sur aucune base expérimentale : nous ne pouvons, par suite, que nous faire une idée souvent très imparfaite, pour ne pas dire très inexacte, de la structure des atomes matériels.

II. — *Premiers phénomènes attribuables à des électrons positifs.*

§ 3. — Au mois de mars 1906[1], l'observation, dans le spectre d'absorption d'un cristal de xénotime, d'un phénomène de même nature que le phénomène de Zeeman a donné pour la première fois un solide appui à l'hypothèse des électrons positifs. En effet, contrairement aux résultats obtenus jusqu'alors dans toutes les manifestations du phénomène de Zeeman, les bandes d'absorption de vibrations circulaires d'un même sens sont, dans le xénotime, déplacées les unes d'un côté du spectre, les autres du côté opposé, sous l'influence d'un même champ magnétique. L'interprétation la plus naturelle est que certaines bandes sont dues aux électrons négatifs connus, mais que d'autres bandes sont dues à des électrons positifs non entrevus jusqu'alors. L'étude détaillée[2] des phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares, cristallisés ou dissous, a permis de généraliser et d'étendre les premières observations, et a peu à peu donné plus de poids à l'hypothèse de l'existence simultanée d'électrons positifs et négatifs. Ces phénomènes ont été observés depuis la plus haute température que puissent supporter les cristaux jusqu'à la température de soli-

1. Jean Becquerel, *C. R.*, 26 mars, 9 avril 1906 (*passim*).
2. Jean Becquerel, *C. R.*, 1906, 1907, 1908. — *Le Radium*, 4, 1907, n° 2, p. 49 ; n° 5, p. 107 ; n° 9, p. 528 ; n° 11, p. 585 ; 5, n° 1, p. 5, 1908. — *Physik. Zeitschrift*, 8, 1907, n° 19, p. 652 ; n° 25, p. 929 ; 9, 1908, n° 5, p. 94. — *Phil. Mag.*, 8, 6, 16, n° 94, p. 155, juillet 1908.

dit [illegible] de l'hydrogène : en particulier, les recherches faites au laboratoire cryogène de l'Université de Leyde[1], ont permis d'établir l'invariabilité, à toute température, des changements de fréquence produits par un même champ magnétique, ont montré que ces changements peuvent être considérés comme caractéristiques des divers systèmes oscillants, et ont rendu sinon tout à fait certaine, du moins extrêmement probable, l'existence des électrons positifs.

§ 4. — Récemment M. A. Dufour a observé dans les spectres d'*émission* des chlorures et fluorures alcalino-terreux[2], puis dans le second spectre de l'hydrogène des phénomènes analogues à ceux que j'avais étudiés dans les spectres d'absorption des cristaux et des solutions. Les importantes expériences de M. Dufour peuvent être interprétées par l'existence d'électrons des deux signes[3].

Dans le même ordre d'idées, M. R. W. Wood[4], ayant observé auprès de certaines raies d'absorption de la vapeur de sodium des rotations contraires à celles que l'on obtient auprès des raies d'absorption donnant l'effet Zeeman habituel, a conclu à la présence d'électrons positifs dans l'atome du sodium.

Enfin, de mon côté, j'ai retrouvé un phénomène attribuable à des électrons positifs, à la plus haute température que nous puissions produire, dans le spectre d'étincelle condensée de l'yttrium[5].

§ 5. — D'autre part M. J. E. Lilienfeld a publié en novembre 1906 et mars 1907[6] deux notes très importantes dans lesquelles il décrit des phénomènes qu'il interprète par l'existence d'électrons positifs. Dans certains tubes de Crookes, à très basse pression, M. Lilienfeld a observé un faisceau qui se dirige dans le sens des rayons cathodiques et peut être séparé par un champ électrique et un champ magnétique en une partie négative et une partie positive. Puis, dans une autre expérience, M. Lilienfeld a obtenu un faisceau venant de la direction de l'anode et déviable en sens contraire des rayons cathodiques.

D'après la mesure, faite par M. Lilienfeld, des déviations magnétique et électrique le rapport de la charge à la masse est, pour les électrons positifs, environ trois fois plus grand que pour les électrons négatifs.

MM. A. Bestelmeyer et S. Marsh[8] ont repris les expériences de M. Lilienfeld, et avec un dispositif tout à fait analogue n'ont pu réaliser autre chose qu'un faisceau cathodique et un rayon canal, c'est-à-dire ont obtenu seulement des *électrons négatifs* et des *ions positifs*; ils n'ont pas pu observer d'*électrons positifs* et ont conclu que le faisceau positif obtenu par M. Lilienfeld est « sans aucun doute » un rayon canal.

Après diverses critiques des observations de M. Lilienfeld, MM. Bestelmeyer et Marsh n'ont pas pensé pouvoir considérer l'existence des électrons positifs comme démontrée. La question est restée en suspens, M. Lilienfeld n'ayant ensuite, à ma connaissance, ni confirmé, ni démenti ses expériences.

Ayant été amené par une longue suite de recherches à la conviction que les atomes matériels renferment des électrons positifs, aussi bien que des électrons négatifs, j'ai cherché à obtenir libre le second constituant de la matière et j'ai été ainsi conduit à réaliser les expériences suivantes.

III. — *Recherches nouvelles. Phénomènes attribuables à des électrons positifs libres dans un tube de Crookes.*

§ 6. — **Dispositif.** — Un tube de Crookes (fig. 1) est formé de deux parties A et B cylindriques (diamètre 5 à 5, longueur 10 à 15cm) réunies par un tube étroit C (diamètre 6mm, longueur 10 à 15cm). L'anode *a*, formée d'une plaque d'aluminium de 12 millimètres de diamètre, est dans l'ampoule A et la cathode *c*, également en aluminium, est dans l'ampoule B. Cette cathode (diamètre 10cm) est percée d'un trou de 1mm en face de l'étranglement C, de manière à laisser pénétrer des rayons canaux au milieu des rayons cathodiques émis dans l'ampoule B. Les décharges sont produites par une bobine d'induction ou, ce qui est préférable, par une machine statique à 8 plateaux.

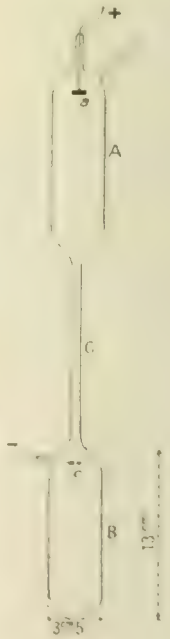


Fig. 1.

§ 7. — **Expériences préliminaires.** — Si l'on touche la paroi de l'ampoule B avec un conducteur relié à la terre, ou avec la main, on forme sur cette paroi une cathode secondaire et l'on observe sur le verre une tache due à un afflux cathodique (phénomène bien connu). Cette tache est de couleur orangée tant que la pression est relativement élevée.

1. [illegible] *Verslag van de Wiskundige en Natuurkundige Afdeeling*, 29 [illegible] 1908 — *C. R.*, 25 mars 1908.
2. A. Dufour, *C. R.*, 30 [illegible] 1908.
3. *C. R.*, 27 [illegible] 1908.
4. [illegible] *Séance de la Société de Physique* [illegible] du 5 juin 1908.
5. R. W. Wood, *Phil. Mag.*, 25 [illegible] 1908.
6. [illegible] *C. R.*, 30 [illegible] 1906.
7. J. E. Lilienfeld, *Verhandl. d. deutsch. Physik. Gesell.* 8 [illegible] 1906 — 9 [illegible] 1907.
8. A. Bestelmeyer et S. Marsh, *Verhandl. d. deutsch. Physik. Gesell.* 9, n° 24, 15 décembre 1907.

Lorsque la pression est assez basse ($\frac{1}{500}$ à $\frac{1}{1000}$ de millimètre de mercure, le gaz étant l'air) *pour que toute l'ampoule B soit entièrement remplie de corpuscules cathodiques*, la tache obtenue sur les parois en approchant un conducteur relié à la terre prend une vive phosphorescence et devient blanchâtre. Des plaques de willémite placées contre la paroi s'illuminent très vivement en vert à l'endroit touché, non sur la face située du côté du verre, mais sur la face orientée vers l'intérieur du tube. Enfin, si l'on recouvre de willémite les deux faces de la cathode, la face tournée du côté de B devient extrêmement brillante, tandis que l'autre face n'est phosphorescente que sur une région étroite, où tombe l'afflux venant de la direction de l'anode *a* : cette région se manifeste de plus par la couleur jaune du sodium et par de petits points brillants discontinus. Le scintillement ainsi observé est dû à de très petites étincelles.

Des expériences préliminaires m'ont fait penser qu'une partie au moins de l'afflux qui vient sur les cathodes secondaires formées en touchant le tube, ou sur l'une des faces de la cathode *c*, doit être formée de corpuscules positifs très facilement déviables par un champ magnétique.

Si l'on touche la paroi de B en deux points diamétralement opposés avec deux fils reliés à la terre, il se forme autour de chacun de ces points une tache blanche très brillante : les deux taches ainsi obtenues sont semblables si le tube est bien symétrique. En approchant un aimant dont les lignes de force sont normales à la direction des deux points touchés, on voit aussitôt l'une des taches s'affaiblir et l'autre augmenter d'intensité. Lorsque les deux points touchés sur la paroi de B sont dans la région opposée à la cathode *c*, l'effet, qui change de sens en même temps que le champ magnétique, peut s'expliquer par la déviation d'un flux positif venant de la direction de la cathode.

D'autre part, quand on approche un aimant en fer à cheval de la partie de B voisine de la cathode, la vive phosphorescence verte de la willémite disparaît sur la face de la cathode opposée à l'anode, tandis que sur la face tournée vers C, on continue à observer un scintillement.

Ces expériences ne constituent qu'une première indication, faisant penser à la possibilité de l'existence dans l'ampoule B de corpuscules positifs très déviables à l'aimant. Voici maintenant une expérience beaucoup plus concluante.

§ 8. — Effet attribuable à la présence de corpuscules positifs très sensibles à l'action d'un faible champ magnétique. — En approchant simplement la main d'une paroi de l'ampoule B, sans la toucher (la pression étant toujours de l'ordre de 1 500 de millimètre et les rayons cathodiques étant répandus dans toute l'ampoule B), on voit aussitôt des rayons cathodiques secondaires repoussés sur la paroi opposée, tandis qu'au contraire il se forme devant la main une tache blanchâtre qui est attirée et suit les mouvements de la main. Cette tache étant attirée alors que les taches dues aux rayons cathodiques sont repoussées, il est naturel de penser qu'elle est due à un afflux de charges positives. On peut, par tâtonnements, amener la tache attirée à être peu étendue (1 à 2^{cm2}). Sous l'influence d'un très faible champ magnétique, dont les lignes de force sont normales au plan passant par l'axe du tube et le milieu de la tache, on voit celle-ci *se déplacer avec une extrême sensibilité*.

Il est facile de se rendre compte que, *quelle que soit la direction des corpuscules formant l'afflux*, la tache doit subir un déplacement d'ensemble. Considérons en effet (fig. 2) la paroi P du verre et soit MN la tache phosphorescente : imaginons un corpuscule arrivant en M de la partie supérieure du tube et un corpuscule arrivant en N de la partie inférieure. Si le champ magnétique dévie le premier corpuscule en M′, il amène le second en N′, et la même remarque pouvant être faite pour toutes les directions, *toute la tache doit remonter* sur la paroi. Elle descendra au contraire si l'on inverse le champ et le résultat sera le même que les corpuscules viennent tous du haut, tous du bas, tous du milieu, ou à la fois de toutes les régions de l'ampoule B.

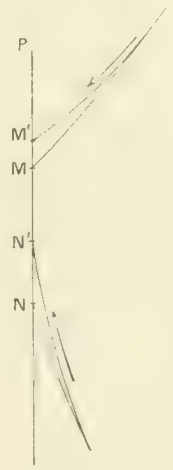


Fig. 2.

Le sens du mouvement de la tache dans un champ déterminé indique le signe de la charge des corpuscules. On reconnaît ainsi que *le phénomène est entièrement explicable par la présence de corpuscules positifs dont la grande déviabilité est, à première vue, au moins égale à celle des corpuscules cathodiques* qui ont franchi en sens inverse la même chute de potentiel auprès de la tache formant cathode secondaire.

On peut, il est vrai, objecter que la tache phosphorescente pourrait être due à l'émergence des rayons émanés de la paroi de verre et non au choc d'un afflux positif. Mais il faut remarquer que, jusqu'à présent, un afflux positif a toujours été considéré comme nécessaire pour la production de rayons cathodiques ; si par conséquent on admet qu'il y a un afflux, la tache, qu'elle soit produite par l'afflux ou par les rayons émergents, indique de toute façon la région où tombe

l'afflux ; le fait que la tache est déplacée prouve donc toujours que l'afflux est dévié.

Si d'ailleurs on veut admettre, contrairement aux faits les mieux établis concernant la production des rayons cathodiques, qu'il n'y a pas d'afflux et que la tache est uniquement produite par une émission, il me paraît impossible de comprendre comment l'influence d'un champ magnétique pourrait changer la région d'émission sur la paroi.

Dans l'hypothèse de l'existence de corpuscules positifs très déviables, ces corpuscules paraissent disséminés dans l'ampoule B et ne forment de faisceau que si l'on produit une cathode secondaire qui les attire. La phosphorescence de l'une des faces de la cathode principale *c*, phosphorescence qui disparaît quand on touche l'ampoule vers le milieu ou vers la partie inférieure, semble due à une partie de ces corpuscules qui, étant repoussés par les parois, peuvent se diriger vers la cathode lorsqu'on ne les attire pas à la partie opposée du tube.

§ 9. — Formation d'un faisceau positif dont la déviation sous l'influence d'un champ magnétique est comparable à la déviation des rayons cathodiques. — Admettant provisoirement l'hypothèse qui résulte des premières expériences, j'ai cherché à faire sortir les corpuscules positifs de l'ampoule B en les attirant par une cathode secondaire *c'* formée d'un grillage ou mieux d'une petite boucle (1mm,5 de diamètre), placée à l'entrée d'une ampoule supplémentaire D (fig. 3). J'ai, de plus, ajouté une seconde anode *a'* qui augmente l'intensité des rayons cathodiques émanés de la cathode principale *c*. Enfin un écran de willemite *w* est placé dans D.

Fig. 3.

Tant que la pression est relativement élevée (supérieure à 1/500 de millimètre), en rehaut cet écran *w* à la cathode on obtient seulement sur la willemite une petite tache phosphorescente très nette, qui reste immobile lorsqu'on approche un aimant; cette tache est produite par un rayon canal, pratiquement insensible à un faible champ magnétique.

Dès que la pression devient inférieure à 1/500 de millimètre (avec l'air), on voit se former autour de la petite tache du rayon canal une nouvelle tache, plus large, très faible d'abord et dont l'intensité augmente si l'on abaisse la pression jusqu'au millième de millimètre. En approchant de *c'* un petit aimant, on *déplace fortement cette dernière tache dans le sens correspondant à des charges positives émanées de la cathode secondaire c'*. Dans le gaz un faisceau de couleur bleue, mobile quand on fait varier le champ magnétique, relie la tache phosphorescente de l'écran à la cathode secondaire *c'*.

En même temps le rayon canal, quoique invisible dans le gaz aux basses pressions, donne toujours sur l'écran une tache intense. Ce rayon reste à peu près fixe, ou plus exactement subit, sous l'influence d'un aimant, un déplacement extrêmement faible *dans le sens opposé* au déplacement de la tache mobile, c'est-à-dire dans le même sens que les rayons cathodiques.

Les phénomènes sont les mêmes quel que soit le gaz renfermé dans l'ampoule, air, oxygène ou hydrogène; il m'a semblé que le faisceau dévié est particulièrement bien visible dans l'hydrogène.

Il est, avant tout, nécessaire de déterminer le sens du mouvement des corpuscules et de s'assurer que le rayonnement *sort de c', venant de l'ampoule B*. La déviabilité magnétique fournit une première preuve de ce fait : en effet, le rayon va frapper la plaque de willémite *w* et la tache brillante s'écarte de plus en plus de sa position première quand on approche un aimant; puis elle atteint la paroi de l'ampoule D, où elle produit une tache orangée *qui se rapproche de c' quand le champ augmente*.

Des rayons cathodiques allant dans le sens de D vers B peuvent donner lieu sur les parois à une tache située du même côté de l'ampoule D, mais la courbure des rayons augmentant quand le champ augmente, la tache qu'ils produisent doit s'éloigner de *c'*. D'ailleurs, de semblables rayons, venant du fond du tube, sont visibles dans D; ils forment sur les parois une tache verte et se distinguent nettement des rayons émanés de *c'*.

Les différents tubes employés n'ont laissé aucun doute sur le sens du mouvement des corpuscules formant le faisceau dévié; en particulier l'un des tubes a, accidentellement, donné une excellente démonstration. L'ampoule D avait la forme représentée figure 4 et, dans l'étranglement placé à la partie inférieure de B, la cathode secondaire *c'* formée d'un petit grillage s'est trouvée disposée obliquement contre la paroi. Le faisceau formait sur le verre une traînée *d* de couleur rouge-orangé, puis frappait de nouveau la paroi en *e*. Si l'on déviait le faisceau par un aimant, on pouvait l'amener à passer par un nouvel étranglement *f* et il pouvait alors atteindre une plaque de willemite placée en *w* à environ 15 centimètres au-dessous de la cathode secondaire *c'*. Il est bien évident que ces résultats sont absolument incompatibles avec l'hypothèse d'un faisceau venant du fond du tube

qui ne pourrait en aucune façon frapper la paroi au point c.

Enfin, en plus du rayon canal et du faisceau déviable attiré par la cathode secondaire, cette petite cathode c' émet des rayons cathodiques, qui produisent sur l'écran w une tache phosphorescente, à condition toutefois que cet écran ne soit pas relié à la cathode.

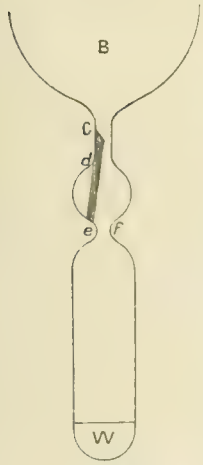


Fig. 4.

Lorsqu'on approche l'aimant vis-à-vis de c', la tache des rayons cathodiques et celle des rayons positifs déviables s'écartent progressivement, les déplacements étant du même ordre de grandeur.

§ 10. — Il est très remarquable de constater que la déviabilité magnétique du faisceau issu de c', *distinct du rayon canal ordinaire*, se produit seulement soit *dans le voisinage immédiat de la cathode* c', soit au-dessus d'elle dans l'ampoule B.

Le rayon observé dans D, formant une tache verte sur la willémite ou une tache orangée sur le verre, n'est pas sensible à un champ magnétique faible et n'est que le *prolongement d'un faisceau dévié*. On peut s'assurer de ce fait au moyen d'un tout petit aimant très plat, dont le champ efficace est en quelque sorte limité à une zône de quelques millimètres d'épaisseur. On explore ainsi diverses régions et le faisceau n'est dévié que si l'aimant est placé en face de c' ou au-dessus de cette cathode secondaire. Il suffit alors d'un champ que l'on peut estimer à une vingtaine de gauss seulement, pour faire passer la tache orangée d'une paroi à l'autre de D.

Le prolongement non sensible du faisceau dévié ne semble pas électrisé[1]. En effet la tache observée sur l'écran de willémite ne change ni de position, ni de forme, ni d'intensité, que l'écran soit ou non relié à la cathode.

Au contraire la tache du rayon canal, très intense lorsque l'écran de willémite est au potentiel de la cathode, devient presque invisible quand cet écran n'est pas chargé négativement. L'explication de ce dernier fait est très simple, si l'on remarque que les ions positifs formant le rayon canal doivent perdre la majeure partie de leur force vive en s'éloignant de la cathode c' qui cherche à les retenir.

De plus, en touchant les parois de D, on déplace fortement le rayon canal, sans modifier l'autre faisceau.

§ 11. — **Conditions de production du faisceau déviable.** — Comme au-dessous de la cathode secondaire c', il n'y a pour ainsi dire plus de rayons cathodiques, on peut penser que le faisceau n'est déviable qu'au milieu d'une atmosphère de corpuscules cathodiques. L'expérience suivante justifie pleinement cette hypothèse. On produit un faisceau cathodique étroit et légèrement incliné, c'est-à-dire ne tombant pas sur c'. Si l'on approche un aimant de c', de manière à éloigner davantage le faisceau cathodique, on ne voit pas de déviation du faisceau positif. Si l'on inverse le sens du champ, on obtient une grande déviation au moment où le bord du faisceau cathodique atteint c'; enfin la déviation diminue dès que le faisceau cathodique dépasse c'.

Au contraire, si le faisceau cathodique émané de c est dans l'axe du tube, et se trouve suffisamment large pour que le déplacement de ce faisceau, quand on approche un aimant de c', n'empêche pas des corpuscules cathodiques de pénétrer jusque près de c', on obtient aisément la déviation du faisceau positif dans un sens ou dans l'autre, normalement aux lignes de force, et toujours en sens contraire de la déviation des rayons cathodiques.

Le faisceau positif déviable paraît d'ailleurs exister sur toute la longueur de l'ampoule B, entre la cathode principale et la cathode secondaire, car si l'on produit dans n'importe quelle région de l'ampoule entre c et c' un champ magnétique, on observe, sur l'écran de willémite placé dans D, la déviation du faisceau positif, à condition toutefois de ne pas produire un champ magnétique trop intense, qui empêcherait les corpuscules cathodiques de venir en c'. Si l'on fait agir près de la cathode principale c un champ capable d'écarter notablement les rayons cathodiques, la tache mobile disparaît totalement sur l'écran de willémite, où il ne reste que la phosphorescence produite par le rayon canal.

Les rayons cathodiques émanés de c sont donc nécessaires pour la production du phénomène.

D'autre part les rayons canaux ayant traversé la cathode principale c jouent également un rôle fondamental, car la suppression de l'afflux venant de A, ou une trop grande diminution de cet afflux, entraîne la disparition du faisceau positif déviable.

IV. — *Diverses interprétations des expériences.*

§ 12. — *Il résulte des expériences précédentes que l'on peut réaliser un faisceau positif qui, sous l'influence d'un champ magnétique, possède une déviabilité comparable à celle d'un faisceau cathodique.*

Il est nécessaire de chercher à expliquer ce résultat

1. Cette observation doit peut-être être rapprochée d'anciennes expériences de M. Villard (*Les rayons cathodiques*, *collection Scientia*, p. 101, 1900).

[illegible] moyen des rayonnements connus. Plusieurs interprétations se présentent à l'esprit.

1° Le faisceau cathodique peut produire sur son passage des ions positifs qui sont ensuite attirés par c' et forment un faisceau mobile lorsque les rayons cathodiques sont déplacés par un champ magnétique.

Mais cette explication ne peut être soutenue. En effet, nous avons vu (§ 11) que, la cathode secondaire étant normale à l'axe du tube, on peut obtenir un faisceau dirigé suivant l'axe alors que le faisceau cathodique est oblique et qu'au contraire on observe la déviation est au moment où les rayons cathodiques tombent en c'.

D'ailleurs, au moyen d'un petit aimant plat, on agit fortement en c' sur le faisceau positif sans déplacer d'une manière appréciable le faisceau cathodique émané de c et sans modifier le régime du tube.

Enfin, les rayons canaux issus de c étant nécessaires pour produire le rayonnement déviable, l'interprétation précédente, qui ne fait pas intervenir ces rayons canaux, est certainement inexacte.

2° L'hypothèse d'une déformation du champ électrique qui oriente les ions positifs paraît, au premier abord, très naturelle. En effet le déplacement des rayons cathodiques émanés de c modifie la charge des parois près de c'.

Mais on peut se rendre compte aisément qu'une modification du champ électrique, produite par le déplacement des rayons cathodiques, entraînerait une déviation du faisceau positif *dans le sens des rayons cathodiques* et non dans le sens observé. En effet si l'on fait agir en face de c un petit aimant, les rayons cathodiques émanés de c, très mous puisqu'ils sont repoussés par c' et y arrivent sans vitesse, sont accumulés sur l'une des parois et quittent l'autre paroi (fig. 5), ainsi qu'il est facile de l'observer dans le tube. Dans ces conditions, les rayons positifs attirés par c doivent être déplacés du même côté que les charges négatives. *C'est précisément ce que l'on observe pour le rayon canal dont la très faible déviation (§ 9) est ainsi expliquée. Mais le faisceau très déviable est déplacé en sens contraire.*

Fig. 5.

Une autre observation très simple établit que le champ électrique n'est que très peu modifié par le déplacement du faisceau cathodique. Avec un aimant placé légèrement au-dessus de c, on amène les rayons cathodiques issus de la boucle c sur les parois de B, où ils forment une petite tache à quelques centimètres au-dessus de c'. Si alors on approche de la cathode principale c un second aimant, agissant sur le faisceau cathodique principal et le déviant notablement sans modifier le rayon émané de c', qui est en dehors du champ de ce second aimant, on constate que la tache formée par ce rayon issu de c' *reste invariable en position et ne change pas de forme.* Le champ électrique, qui est le même pour les rayons cathodiques émanés de c' et pour les corpuscules positifs qui viennent sur cette cathode, peut donc être considéré comme pratiquement invariable.

En résumé, il est impossible d'expliquer les phénomènes par un changement du champ électrique, en premier lieu parce que les modifications de ce champ sont à peine sensibles, et en second lieu parce que, quelle qu'en soit la cause, ces modifications produiraient des déplacements de même sens pour le rayon canal et pour l'autre faisceau positif, ce qui est contraire au résultat expérimental.

3° On pourrait encore penser que la tache phosphorescente immobile serait produite par le rayon canal émané du centre de la cathode secondaire c', tandis que la tache mobile proviendrait des ions positifs qui auraient traversé la boucle près des bords, ou qui seraient passés entre la boucle et les parois du tube, dans des régions où les lignes de force du champ électrique auraient des directions très différentes les unes des autres.

En d'autres termes on peut dire que si les rayons positifs, par suite d'un phénomène secondaire, se déplacent d'un point à un autre de la cathode c', ils peuvent donner lieu à un déplacement de la tache phosphorescente qu'ils produisent sur l'écran ou sur les parois de D.

Deux observations s'opposent absolument à cette interprétation :

En premier lieu, dans l'un des tubes dont il a été question plus haut (§ 9), la cathode secondaire était formée d'un grillage dont l'une des mailles, très petite, était oblique et touchait la paroi ; de cette maille partait un pinceau très fin, qui produisait sur le verre une traînée linéaire. On pouvait observer facilement le déplacement de cette traînée sous l'influence d'un aimant approché de c', et il était bien visible que *le rayon partait toujours du même point de la cathode c'.*

En second lieu, dans un autre tube, il y avait une grande instabilité dans la position des rayons émanés de c'. Tantôt le rayon canal passait par le centre de la boucle c', tantôt il passait sur les bords entre la boucle et la paroi du tube. On voyait alors (principalement sous l'influence du déplacement du faisceau cathodique) la tache des rayons canaux sauter *brusquement* d'un point à un autre de l'écran w ; mais la région sur laquelle se déplaçait ou s'étalait la phosphorescence due aux rayons canaux était fixe, et se

limitait à une image déformée de la boucle et de la paroi voisine. Il était bien visible que les rayons produisant ces taches ne subissaient pas une action spécifique du champ magnétique, mais se déplaçaient par à coups, sous l'influence d'actions secondaires. D'autre part, à côté de la tache des rayons canaux, il y avait toujours la tache mobile, subissant elle aussi quelques déplacements irréguliers, mais se déplaçant en outre *progressivement* sous l'influence d'un champ magnétique variable. Cette dernière tache était toujours parfaitement distincte des taches formées par les rayons canaux émanés soit du centre, soit des bords de la cathode secondaire.

4° Le déplacement du faisceau ne paraissant pas pouvoir être expliqué par une modification du champ électrique, il ne reste plus que l'hypothèse d'une action spécifique du champ magnétique. Si l'on veut rendre compte des expériences au moyen des plus petits corpuscules positifs actuellement connus, corpuscules qui forment les rayons canaux et dont la masse est au moins égale à la masse d'un ion d'hydrogène, il faut supposer que ces ions ont des vitesses très faibles.

Cherchons la condition pour que le faisceau positif attiré par c', supposé formé par des ions d'hydrogène partant du repos, ait une déviation magnétique égale à celle du faisceau cathodique émané de la même cathode c'. D'une part le rayon de courbure de la trajectoire est proportionnel à la vitesse et à la masse d'un corpuscule ; donc, pour qu'une masse deux mille fois plus grande que la masse d'un électron négatif subisse la même déviation (la charge étant la même au signe près), il faut qu'elle ait une vitesse deux mille fois plus faible. D'autre part, la vitesse est proportionnelle à la racine carrée de la chute de potentiel traversée : par suite, sous l'action de la chute totale de potentiel, la vitesse acquise par cette masse est $\sqrt{2000}$ fois plus faible que celle d'un corpuscule cathodique ; il faut alors, pour observer la même déviation, que la vitesse soit encore $\sqrt{2000}$ fois plus petite que celle que possède l'ion positif en arrivant sur c', et pour cela il faut que cet ion ait parcouru seulement $\frac{1}{2000}$ de la chute de potentiel auprès de la cathode c'.

Si l'on fait agir l'aimant précisément en c', il est tout à fait impossible qu'une aussi faible fraction de la chute de potentiel ait seulement été parcourue. Même si les ions positifs n'avaient parcouru que le dixième de la chute de potentiel (ce qui est certainement exagéré) leur vitesse sera déjà environ le tiers de leur vitesse maxima, et une déviation magnétique serait tout à fait insensible avec les faibles champs employés.

De plus, le faisceau émané de c' ne produirait pas de phosphorescence s'il ne possédait pas une force vive notable.

D'ailleurs, ce qui est préférable à tout raisonnement théorique, l'expérience justifie d'une façon évidente l'impossibilité de faire appel à des ions lents.

En effet, il suffit de remarquer, encore une fois, qu'à côté du rayon dévié, on observe un rayon canal ordinaire, non dévié, ayant franchi la même chute de potentiel.

5° Enfin le fait que le prolongement du rayon sensible ne paraît pas électrisé suggère l'idée d'une combinaison des ions positifs avec les électrons négatifs. Mais, ou bien cette combinaison donne un atome neutre sur lequel aucun champ n'agit, ou bien elle peut donner un système moins stable, composé d'un électron négatif gravitant autour d'un ion positif. M. Righi vient de montrer que ces sortes de systèmes forment des *rayons magnétiques*, et que les particules qui les composent se meuvent *parallèlement* aux lignes de force, et non pas *normalement*, comme dans les présentes expériences.

V. — *Conclusions.*

§ 13. — Il ne m'a donc pas paru possible d'expliquer les résultats expérimentaux à l'aide des phénomènes actuellement connus et tant qu'une autre explication ne sera pas donnée, il est permis de penser que le faisceau déviable est composé non plus d'ions, mais *d'électrons positifs libres, analogues aux électrons négatifs, ou du moins possédant un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur.*

Ces électrons positifs apparaissent comme le résultat d'une transformation partielle des rayons canaux sous l'influence des rayons cathodiques ; la présence simultanée de ces deux sortes de rayons est en effet indispensable dans les expériences précédentes.

Le mécanisme par lequel les électrons positifs peuvent être libérés nous échappe pour l'instant. Toutefois, on peut faire les remarques suivantes :

M. Lilienfeld a déjà émis l'hypothèse que les électrons positifs, groupés au centre de l'atome, peuvent être amenés à la surface par l'attraction de l'atmosphère de corpuscules négatifs.

J'ajouterai que les chocs de ces corpuscules sur les ions formant les rayons canaux doivent jouer un rôle important ; en effet, les électrons négatifs possédant une faible masse animée d'une grande vitesse sont, à égalité de force vive, les corpuscules les plus aptes à briser les atomes matériels, vis-à-vis desquels ils agissent comme des projectiles.

Un résultat remarquable est la rapidité avec laquelle les électrons positifs disparaissent dès qu'ils ne sont plus au milieu des rayons cathodiques. En dehors d'une atmosphère relativement dense d'électrons négatifs, nécessaire pour les arracher aux rayons canaux, les électrons positifs semblent donc n'avoir qu'un très petit parcours libre.

Ce fait un peu surprenant étant admis, il paraît

[illegible] que le faisceau observé au-delà de la cathode c' [illegible] plus électrisé ; si de nouvelles expériences confirment les premières observations au sujet de la perte de la charge du faisceau, il est en effet probable que la formation de ce *flux de matière neutre* est corrélative de la disparition des électrons positifs libres.

Nous entrons ici dans le domaine des hypothèses que les expériences actuellement réalisées ne permettent pas de justifier ; je voudrais cependant terminer par quelques réflexions qui me sont venues à l'esprit.

§ 14. — Le fait que les électrons positifs et les électrons négatifs ont un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur ne signifie nullement que ces deux sortes d'électrons soient semblables. Nous n'avons en effet aucune donnée sur la grandeur de la charge ou de la masse d'un électron positif.

Je me bornerai à remarquer que la disparition presque immédiate des électrons positifs, sitôt que l'on supprime les conditions dans lesquelles ils ont été libérés, est favorable à l'hypothèse d'une forte charge, facilitant la transformation rapide de ces électrons en matière proprement dite.

D'autre part, l'existence fort probable du flux de matière prolongeant le rayon d'électrons positifs suggère l'idée que ces électrons ont acquis une force vive considérable. S'il en est ainsi, ils doivent posséder une forte masse, car les deux sortes d'électrons ayant un rapport $\frac{e}{m}$ du même ordre de grandeur prennent, dans une même chute de potentiel, des vitesses également du même ordre de grandeur.

L'hypothèse d'une grande force vive permet encore de concevoir que les électrons positifs puissent se révéler par des manifestations assez intenses, sans toutefois être nombreux. Cette idée satisfait l'esprit, car les chocs entre rayons cathodiques et rayons canaux ne paraissent pas devoir être fréquents, et la production d'une grande quantité d'électrons positifs libres serait difficile à comprendre.

Il est possible que les électrons positifs se recombinent très rapidement avec le gaz du tube. Mais si l'on songe que l'isolement des deux sortes d'électrons constitue la plus complète désintégration de la matière, il est permis d'émettre une hypothèse plus hardie. Les électrons positifs se combinent peut-être directement avec des électrons négatifs qu'ils rencontrent libres ou qu'ils arrachent à la matière, et la question se pose de savoir quelle est la substance qui peut ainsi se former. Ne pourrait-on chercher dans cette combinaison la principale origine de l'hydrogène qui se manifeste toujours dans les décharges à l'intérieur des tubes de Crookes ?

Ces réflexions, je le répète encore, dépassent de beaucoup les interprétations que l'on est en droit de déduire des expériences actuelles, mais j'ai tenu à les exprimer, dans l'espoir qu'elles conduiront, quelle que soit leur part de vérité, à réaliser des expériences nouvelles.

En terminant, j'adresse mes plus vifs remerciements à M. Louis Matout, préparateur au Muséum, qui a construit les tubes avec une grande habileté et dont le concours, dans ces recherches, m'a été très précieux.

(5 juillet 1908.)

Spectre de l'émanation du radium

Par E. RUTHERFORD et T. ROYDS

Université de Manchester. — Laboratoire de physique.

Il y a quelques mois, grâce à la générosité de l'Académie des Sciences de Vienne, l'un de nous reçut une préparation de radium contenant environ 250 milligrammes de radium. On entreprit alors la purification de l'émanation produite par la substance active, en vue de la détermination du volume de cette émanation. Un compte rendu de ces recherches a été lu devant l'Académie des Sciences de Vienne le 2 juillet dernier. On y trouve que le volume maximum de l'émanation produite par gramme de radium est en bon accord avec celui qu'on peut calculer (environ 0,6 millimètres cubes), et que le volume initial est environ le dixième de celui qu'ont trouvé Ramsay et Cameron (*Le Radium*, 4-1907). Au cours de ce travail, nous avons eu l'occasion d'examiner au spectroscope la pureté de l'émanation, en faisant passer une décharge électrique dans le tube capillaire dans lequel on mesurait les volumes. Pendant les deux derniers mois, nous avons eu l'occasion, à quatre reprises différentes, de déterminer le spectre de l'émanation

du radium, par des observations oculaires, au moyen d'un spectroscope Hilger à vision directe, en laissant, pour le moment où nous aurions terminé nos déterminations de volumes, l'étude plus complète du spectre. Actuellement nous avons photographié le spectre de l'émanation en employant un prisme de deux pouces de base. Nous avons condensé par l'air liquide l'émanation de 130 milligrammes de radium, dans un petit tube pour spectre, primitivement vidé, d'une capacité de 50 millimètres cubes, et muni de petites électrodes de platine. Nous avons pris aussitôt deux photographies, l'une a donné environ une trentaine des raies les plus intenses et l'autre obtenue avec une exposition beaucoup plus longue en a donné plus d'une centaine. Pour la comparaison, nous avons employé un tube à hélium. En outre nous avons effectué des observations oculaires pendant l'enregistrement photographique des spectres.

Quand l'émanation était condensée dans l'une des parties du tube, au moyen de l'air liquide, la grande majorité des lignes disparaissaient au moment de la condensation, qu'on suivait d'ailleurs, par la phosphorescence du verre. La couleur de la décharge changeait alors complètement et devenait rose pâle. Au moment de la volatilisation, les lignes de l'émanation réapparaissaient de nouveau. Les lignes de l'hydrogène étaient visibles dans le spectre et devenaient beaucoup plus brillantes quand l'émanation était condensée. Dans les premières expériences effectuées avec des tubes sans électrode, les lignes de l'hydrogène n'apparaissaient pas. La présence de l'hydrogène dans les nouvelles expériences doit donc être probablement attribuée aux électrodes de platine. En notant l'intensité de la phosphorescence quand l'émanation est condensée, nous avons observé que la quantité d'émanation diminue graduellement dans le tube en fonction de la durée de la décharge. Le spectre de l'émanation persiste cependant quand pratiquement toute l'émanation a été absorbée par la paroi du tube. La phosphorescence des parois du tube montre que l'émanation est distribuée uniformément dans celui-ci. Nous avons observé ces phénomènes à différentes reprises.

La première détermination du spectre de l'émanation a été faite par Ramsay et Collie, qui ont déterminé la longueur d'onde de 11 lignes, par des observations oculaires. D'après eux, le spectre de l'émanation est un spectre de lignes brillant, à lignes nettement définies.

Nous avons également observé un spectre de bande faible, dans le jaune, dont l'intensité décroît légèrement quand on condense l'émanation. Ceci, cependant, peut ne pas avoir de relation avec l'émanation elle-même. Nous avons déterminé les longueurs d'onde des spectres photographiques au moyen de l'appareil de Kayser. La précision obtenue est déterminée par la comparaison des résultats obtenus avec l'hydrogène pour les valeurs habituellement employées. Dans plusieurs cas, pour des lignes bien marquées, l'erreur est inférieure à une demi-unité Angström. Le tableau suivant donne les longueurs d'onde des lignes les plus importantes. Les longueurs d'onde des lignes déterminées par Ramsay et Collie (marquées R et C) y sont jointes. Nous y avons ajouté les observations oculaires des lignes les plus importantes du jaune et du vert.

Tableau.

Intensité	Longueur d'onde observée	Remarque
5	5721	Oculaire. R. et C. 5725
8	5589	Oculaire.
5	5595	»
4	5084,5	»
7	4979,0	R. et C. 4985
10	4861,5	H 4861,49
4	4817,2	»
5	4721,5	»
10	4681,1	R. et C. 4690
10	4644,7	R. et C. 4650
8	4625,8	R. et C. 4630
7	4609,9	»
4	4604,7	»
7	4578,7	»
9	4509,0	»
10	4460,0	»
8	4455,7	»
6	4391,8	»
4	4372,1	»
15	4350,3	»
7	4340,9	H 4349,66
4	4225,8	»
10	4203,7	
7	4188,2	
20	4166,6	»
10	4114,9	»
2	4102,2	H 4101,85
4	4045,4	»
15	4018,0	»
12	3982,0	
7	3957,5	»
4	3917,5	»
»	3888,9	H 3889,15
6	3867,6	
10	3755,6	
7	3739,9	»
10	3664,6	»
5	3622,2	»

Nous publierons plus tard une liste de lignes plus détaillée. Nous avons appris que Sir William Ramsay a présenté la photographie du spectre de l'émanation à la séance du 25 juin de la Royal Society, il serait intéressant de comparer les deux spectres.

4 juillet 1908

Hélium et radioactivité dans les minéraux rares et communs[1]

Par R. J. STRUTT

§ I. — *Introduction.*

La découverte primitive de l'hélium dans la cleveite et dans d'autres minéraux, par Ramsay, et l'explication ultérieure de sa présence par sa production *in situ* dans les transformations radioactives, sont d'importance fondamentale, et sont trop bien connues pour nécessiter ici autre chose qu'une simple mention. Aucune exception n'était connue jusqu'ici, au fait que l'hélium se trouve exclusivement dans les minéraux radioactifs, c'est-à-dire dans des minéraux contenant soit l'uranium, soit le thorium, soit ces deux éléments en quantité appréciable.

Il semblait, cependant, qu'un examen du sujet, plus approfondi que ceux qui avaient été faits, pût donner quelques renseignements nouveaux.

En premier lieu, Rutherford avait indiqué que très vraisemblablement les transformations intra-atomiques peuvent avoir lieu dans quelques éléments ordinaires avec émission de particules α de vitesse un peu plus faible que celles des éléments radioactifs. Dans ces cas, étant donnée la brusque disparition à la vitesse critique de l'ionisation et de l'action photographique, l'activité ne peut pas être mise en évidence par les essais expérimentaux ordinaires. Si, cependant, l'hélium est un produit d'un tel changement, nous pouvions espérer le trouver accumulé dans des minéraux contenant les éléments en question.

De plus, comme plusieurs observateurs l'ont trouvé, la radiation ionisante est émise par les éléments ordinaires. On a supposé (et je fus moi-même un des premiers à entrer dans cette voie) que cette radiation ionisante indique une faible radioactivité. Les progrès de nos connaissances ont rendu ce fait plus douteux qu'il semblait d'abord. Une forte objection est tirée de la considération de la chaleur interne de la terre [2]. Une autre est tirée du besoin d'une constance satisfaisante de la grandeur de cette radiation ionisante pour différents échantillons d'un métal [3]. Il semblait que la recherche proposée dût donner l'assurance que, oui ou non, cette radiation ionisante ressemble à la véritable radioactivité en étant associée à une production d'hélium.

On s'est proposé ensuite de regarder l'argon et les autres gaz inertes dans les minéraux. Par suite des expériences bien connues de Ramsay et Cameron [1], il n'est pas nécessaire d'accentuer l'intérêt de cette question.

Le résultat des expériences a été que l'hélium se présente comme un constituant presque universel des minéraux, quand on adopte des méthodes suffisamment précises pour son isolement. En ce qui concerne l'argon, il est beaucoup plus difficile de se prononcer. Le spectre, il est vrai, fut observé dans presque tous les cas.

Quand le résidu inerte total (argon avec hélium) était petit, l'argon ne constituait pas la partie dominante. Cependant, dans ces cas, la quantité d'argon ne fut pas habituellement plus grande qu'un millimètre cube, quantité qui peut être comptée comme venant d'une contamination par 1 10^{cc} d'air. Il n'est pas facile d'exécuter les manipulations compliquées nécessaires à la complète certitude d'exclure une erreur de cet ordre. Cependant, dans certains minéraux, on pouvait observer beaucoup moins d'argon, cette erreur n'est pas inévitable. Je ne doute pas que par un travail soigné et avec beaucoup de répétitions on puisse établir que l'argon est communément présent dans les minéraux à la dose de 1 millimètre cube par kilogramme. Dans le cas des roches ignées, il est certainement présent en plus grandes quantités, et je crois qu'il en est de même pour certaines autres matières siliceuses, mais un examen plus approfondi est nécessaire.

Pour l'hélium on ne rencontre pas d'incertitude de ce genre. Il est présent dans l'air seulement en proportions infinitésimales.

Pour déterminer si l'hélium présent dans un minéral peut ou ne peut pas être attribué à des traces des éléments radioactifs, j'applique, tout d'abord, l'imparfait essai de comparaison avec les minéraux fortement radioactifs, dans lesquels l'hélium est certainement dérivé de cette source. Si la quantité d'hélium n'est pas plus grande relativement au radium que dans de tels minéraux, il n'y a pas de raison pour chercher plus loin son origine. Le radium dans un minéral est

1 [illegible] Soc. R. [illegible] Londres, t. [illegible] 1908.

2 *Nature*, [illegible] 1906.

3 *Phil. Mag.* [illegible] 1906. Mc Lennan, *Phil. Mag.* 14, 760 [illegible] 5, 1908.

1 *Le Radium*, 4, 1907.

proportionnel à l'uranium contenu, et, quand il est connu, on peut calculer ce dernier. Tous les deux, selon toute probabilité, contribuent à la formation de l'hélium présent et une unité plus convenable est obtenue en calculant le volume d'hélium par gramme d'oxyde d'uranium qu'en l'exprimant relativement au radium contenu. J'appellerai ceci, par abréviation, le rapport d'hélium.

Plusieurs des minéraux fortement actifs contiennent du thorium, qui contribue aussi à former l'hélium[1]. Alors le rapport de l'hélium à l'uranium peut être beaucoup plus élevé que lorsque la série de l'uranium est la plus importante. Dans l'établissement du rapport normal d'hélium, j'écarte la première classe.

On pourrait difficilement déterminer la quantité de thorium, probablement très minime, contenue dans les minéraux communs et les minerais : mais on verra par la suite que l'interprétation des résultats du présent travail n'est pas compliquée par cette circonstance.

La quantité d'hélium trouvée dans les minéraux dépend, cela s'entend, du temps qui s'est écoulé depuis leur formation, et est par conséquent limitée par l'âge géologique de la couche dans laquelle ils se présentent. Il est malheureux que l'évidence géologique de l'âge des veines métallifères soit habituellement vague ; il ne peut même pas être regardé comme certain que tous les minéraux de la même veine soient approximativement contemporains. De plus, nous ne pouvons pas être sûrs que tout l'hélium qui a été formé dans les minéraux y soit resté. Une partie peut s'être échappée. Pour ces raisons, le présent travail n'a pas la prétention d'être considéré comme strictement quantitatif. Presque tous les minéraux examinés se présentent dans les roches paléozoïques, et, excepté dans quelques cas extrêmes, je n'essaierai pas de distinguer les minéraux géologiquement plus vieux des minéraux géologiquement plus jeunes. L'objet de ce travail est d'essayer des matières de natures chimiques très différentes. Pour atteindre ce but il est nécessaire de se contenter d'une vague information sur leur âge géologique. Néanmoins, le résultat général sera, je pense, regardé comme bien clair quand les données fournies dans ce travail seront examinées.

Le très intéressant problème de suivre l'effet de l'âge géologique d'après le rapport d'hélium doit être laissé pour un travail futur. Des matières telles que la pierre à chaux se révèlent propres à cette recherche.

1. *Roy. Soc. Proc.*, A 80, p. 56.

§ II. — *Méthodes expérimentales.*

Pour extraire l'hélium d'un minéral, nous avons le choix entre deux méthodes. Le gaz peut être extrait par désagrégation chimique ou par calcination de la matière. Dans le cas présent, on désirait rechercher l'hélium présent en très minimes proportions, et pour le faire convenablement, il était nécessaire d'extraire le gaz de grandes quantités de matière ; dans quelques cas de 1 kilogramme et même plus. On peut difficilement décomposer chimiquement de telles quantités de minéraux réfractaires, quand on doit observer la condition absolue de travailler dans un appareil hermétique. C'est pourquoi je me suis contenté de la méthode sommaire de chauffage au rouge des minéraux. Il est vrai que la totalité de l'hélium n'est

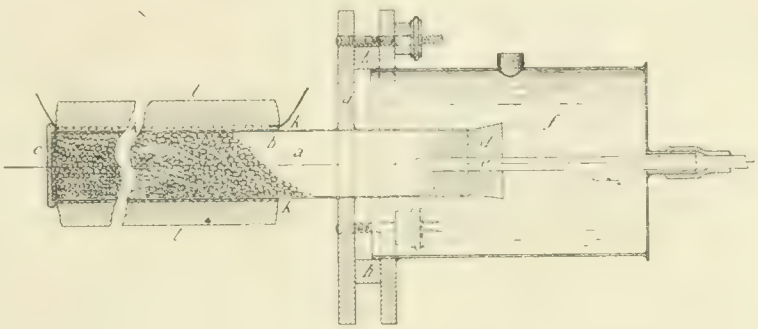


Fig. 1.

pas libérée par ce moyen, mais, par une étude préalable, j'ai déterminé que la quantité extraite par la chaleur est la moitié de la quantité totale, comme dans le cas de la clévéite et des minéraux analogues[1].

Quand on avait à chauffer moins de 200 grammes de minéral, on employait des tubes de verre dur. Pour de plus grandes quantités, on prenait du tube d'acier sans soudure tel que celui qui est employé pour la construction des cadres de bicyclettes. Le tube était fermé à un bout par un chapeau fileté en cuivre et soudé à l'acier avec de la soudure à l'argent[2]. Le tube d'acier était chauffé dans un four à gaz, ou ce qui est meilleur, par le courant électrique. Dans ce dernier cas, le tube était enveloppé de carton d'amiante, et par-dessus était enroulée une hélice de fil de nickel dans lequel pouvait passer un courant. Sur le tout on plaçait une épaisse couche d'amiante pour l'isolement calorifique.

Un tube de verre était relié au tube d'acier par un bouchon de caoutchouc qui était joint extérieurement par l'eau. Ce joint avait le double but de prévenir toute pénétration d'air sous la dépression et de pro-

1. Travers, *Roy. Soc. Proc.*, 64, 141, 1898.

2. Il est plus facile en pratique de fermer le tube hermétiquement avec un chapeau, plutôt qu'avec un bouchon.

[illegible] caoutchouc de l'action de la chaleur conduite [illegible] métal chaud.

Le minéral pulvérisé était placé dans le tube d'acier, [illegible] était vidé par une pompe à mercure. Ce tube restait vidé toute une nuit, puis un peu d'oxygène était introduit et retiré par la pompe, afin de le débarrasser de toutes traces d'air. On chauffait alors pour chasser les gaz contenus dans la matière. Ces gaz passaient sur de la potasse, puis sur de l'oxyde de cuivre chauffé, puis encore sur de la potasse et finalement sur de l'anhydride phosphorique. Ces réactifs absorbaient la plus grande partie de l'hydrogène et de l'oxyde de carbone émis. Le gaz qui les traversait était recueilli dans la pompe. Lorsque le tube avait été maintenu au rouge franc pendant deux heures[1], on ne pouvait plus pratiquement rien extraire.

Le gaz ainsi recueilli consistait principalement en azote, qui existe dans presque tous les minéraux examinés. Pour enlever cet azote, on avait recours à l'étincelle en présence d'oxygène. L'opération avait lieu sur le mercure, dans un eudiomètre portant au sommet des fils scellés, qui touchaient presque l'un à l'autre. Un fragment de potasse solide, partiellement hydratée, flottait sur le mercure. L'étincelle, ou plutôt l'arc était produit par une bobine de Ruhmkorff à courant alternatif dans le primaire. Les électrodes étant fixées, l'arc ne pouvait pas être convenablement amorcé par leur rapprochement. L'amorçage était effectué grâce à ce que le marteau pouvait vibrer au synchronisme avec le courant, il se produisait une étincelle qui dégénérait bientôt en arc, et le marteau cessait alors de vibrer. Le courant primaire était fortement diminué par des résistances, de manière que l'arc ne soit pas assez fort pour fondre les électrodes ou faire craquer le verre. L'oxydation et l'absorption de l'azote continuaient alors sans surveillance. [Il est bien meilleur de ne pas hâter la vitesse de la réaction par l'augmentation du courant. Avec un petit arc, il y a peu de danger d'un accident qui occasionnerait la perte de gaz.] Après la contraction l'excès d'oxygène était enlevé par le phosphore fondu, suivant la méthode de Ramsay et Travers,

Dans la majorité des cas, où la quantité de gaz inertes était peu considérable, le résidu laissé après absorption par le phosphore était environ de 10 à 50 millimètres cubes, ce qui était encore un multiple considérable du volume des gaz inertes. Il semble difficile d'isoler parfaitement de minimes quantités de ces gaz par la méthode de l'étincelle, quoique je n'aie pas porté une attention particulière aux causes d'insuccès. La purification finale était effectuée dans le tube à vide dans lequel on devait examiner spectroscopiquement le gaz. Ce tube était muni d'électrodes d'alliage liquide de sodium et potassium, qui sous l'influence de la décharge, absorbe toutes traces d'azote, hydrogène et composés du carbone. Je dois la connaissance de cette inestimable méthode à sir James Dewar. Elle a été aussi décrite par Mey[1]. Ensuite le gaz était soumis à l'étincelle dans le tube à vide pendant quelques minutes, le spectre ne montrait rien sauf les gaz inertes. L'hélium était habituellement visible à ce moment. L'argon, cependant, était rarement, sinon jamais, complètement absent du spectre.

Pour isoler l'hélium, on employait l'admirable méthode d'absorption par le charbon de bois, de sir James Dewar. J'ai trouvé qu'il suffit de refroidir à

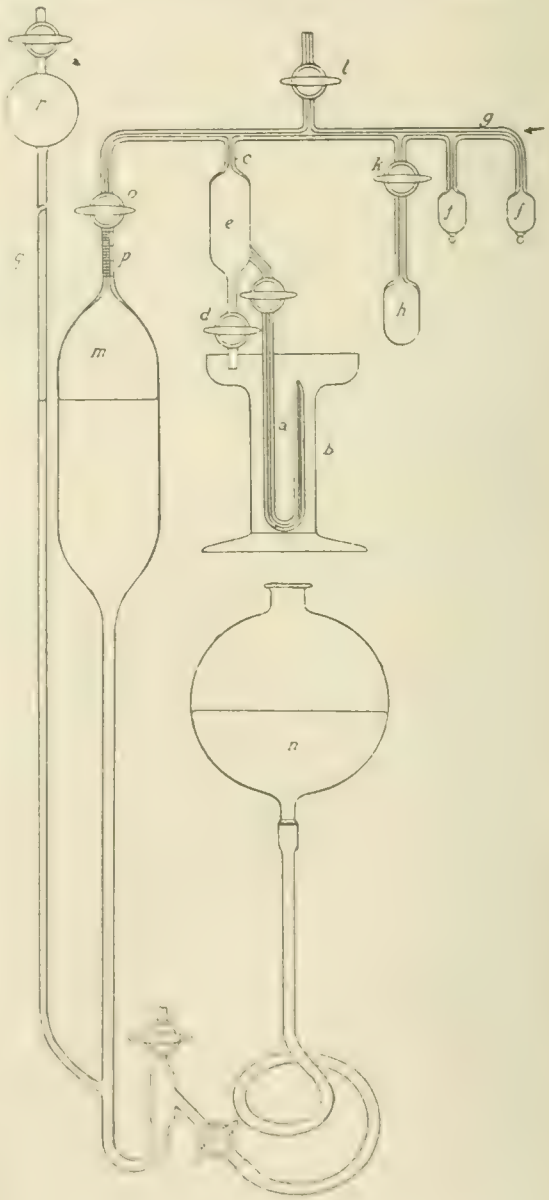


Fig. 2.

— 80° C avec de la neige carbonique dans l'alcool, car la quantité de gaz à observer est petite. Ceci est d'une

1. [illegible]

1. *Verhandl. Deutsch. Phys. Ges.* 5 72 1905.

grande commodité dans un laboratoire qui n'est pas pourvu des moyens de production de l'air liquide.

Le tube à vide était mis en relation avec un petit vase contenant du charbon de noix de coco à — 80° C qui avait été privé des gaz occlus par chauffage préliminaire dans le vide. En quelques minutes, le spectre de l'argon devenait pratiquement invisible. Dans la plupart des cas, il restait un brillant spectre d'hélium[1]. Pour mesurer le volume des gaz inertes, soit avant, soit après la séparation au charbon de bois, on employait une jauge de Mc Leod modifiée, disposée de telle façon que le gaz pouvait y être refoulé du reste de l'appareil. Le renflement de la jauge de Mc Leod avait un volume très grand comparé à celui du tube à vide et du réservoir à charbon de bois. Ainsi on pouvait y introduire presque tous les gaz quand le mercure était abaissé (Voir fig. 2).

Jusqu'à ce que nous connaissions le nombre de corps radioactifs présents dans un minéral, il est évidemment impossible de savoir si l'hélium qui y est contenu peut provenir de quelque autre source. Pour cette raison, la détermination de la quantité de radium dans chacun des minéraux examinés formait une partie essentielle du présent travail. La présence presque universelle de cet élément dans les minéraux[2] justifiait la présomption qu'on devrait en trouver dans les minerais métallifères aussi bien que dans les autres minéraux siliceux. Cette prévision a été confirmée. Les méthodes utilisées pour la détermination du radium étaient celles décrites dans un précédent travail[3].

dans un travail antérieur[1] et ne sont reproduits ici que pour la commodité de l'exposition. Ils tendent à établir une sorte d'échelle qui montre approximativement quel rapport on peut attendre entre la quantité d'hélium occluse dans un minéral et l'uranium qu'il contient. Plusieurs minéraux radioactifs contiennent des quantités considérables de thorium, et, dans ce cas, le rapport est plus élevé que d'habitude. Dans cette liste, sont seuls donnés, ceux des minéraux qui doivent la plus grande partie de leur activité à la série de l'uranium. J'ai aussi exclu les substances telles que la torbenite et la carnotite qui sont évidemment d'origine secondaire et tout à fait récente.

Tableau I.

Minéral	Localités	Hélium c. c. par gr	Oxyde d'uranium U^3O^8 gr. par 100 gr	Hélium c. c. par gr U^3O^8
Pechblende .	Joachimsthal. . . .	0,107	75,5	0,146
Pechblende .	Saint-Stephens Mine, Cornouailles. . .	0,10	21,25	0,472
Peschynite. .	Hitteroe, Norvège .	1,09	9,42	11,6
Samarskite. .	N. Carolina	1,5	10,5	14,5
Cyrtolite . .	Llano, Co., Texas .	1,15	3,67	31,4
Sipilite. . .	Little Friar Mt., Virginie.	0,59	2,86	20,7
Euxénite . .	Arendal, Norvège. .	0,73	2,84	25,7
Microlite . .	Amelia Court House, Virginie. . . .	0,05	1,89	2,64

Les résultats cités montrent que 10 est une valeur normale pour le rapport de l'hélium, quoiqu'il se présente des valeurs atteignant 30. La faible valeur obtenue pour la pechblende a longtemps paru une anomalie, et ne peut pas paraître moins anormale par comparaison aux résultats du présent travail qui donnent des valeurs normales pour la plupart des autres minéraux de Cornouailles.

Le tableau II donne une liste de résultats pour les minéraux contenant les terres rares et autres éléments

Tableau II. — Minéraux de terres rares.

Minéral avec la liste des principaux constituants	Localités	Quantités prises gr.	Hélium extrait par la chaleur mm c.	Hélium extrait par la chaleur mm c. par 100 gr.	Radium gr. par 100 gr.	U^3O^8 gr. par 100 gr. calcule	Rapport d'hélium
Zircon . . Zr. Si. O.	Kimberley	55	6.77	12.3	$1.91\ 10^{-9}$	$5.9\ 10^{-5}$	4.4
Eudialite . Zr Ca Fe Si O	Groënland	74	108	146	$1.26\ 10^{-9}$	$3.9\ 10^{-5}$	$81.0\frac{1}{4}$
Orthite. . Ce. La. Yt. Al. Fe. Si. O.	Suède	25	55	220	$2.56\ 10^{-8}$	$7.3\ 10^{-2}$	6.6
Gadolinite Yt Ce Fe Si O	Hitteroe Norvège . .	56	380	1050	$1.56\ 10^{-8}$	$4.2\ 10^{-2}$	$50.0\frac{1}{4}$
Keilhanite Yt T. Ca. Al. Te. SiO . .	Alve, Norvège . . .	16	260	1650	$4.52\ 10^{-8}$	$1.4\ 10^{-1}$	27.0
Niobite. . NB. Ta. To. O.	Haddam Connecticut.	125	450	360	$9.7\ 10^{-9}$	$3.0\ 10^{-2}$	5.7
Apatite. . Ca P.O.F. (Ce)	Canada	240	280	116	$1.46\ 10^{-9}$	$4.5\ 10^{-5}$	$55.0\frac{1}{4}$
Fluor (avec éléments rares) . . .	Ivitgut Groenland. .	1000	27.000*	2700	$1.58\ 10^{-10}$	$4.9\ 10^{-4}$	$5600\frac{1}{4}$
Cérite . . Ce La. Oy. Si. H. O. . .	Bastnaer, Suède. . .	65	82	126	$3.0\ 10^{-9}$	$9.3\ 10^{-5}$	27

* Détermination du professeur Julius Thomsen.

§ III. — *Exposition des résultats expérimentaux.*

La première série de résultats se rapporte aux minéraux fortement radioactifs et (pour la plupart) tout à fait riches en hélium. Ces résultats sont pris

1. Quand la quantité d'argon était appréciable, comme dans les roches ignées, le traitement au charbon de bois devait être répété plusieurs fois.

2. *Roy. Soc. Proc.*, A-78-152.

3. *Roy. Soc. Proc.*, A-77-474.

1. *Roy. Soc. Proc.*, mars, 1905.

[illegible]. Tout noter que l'hélium contenu dans ces minéraux est dans plusieurs cas en excès par rapport à ce qu'on peut calculer d'après la quantité d'uranium présent, et dans un cas (fluorine de Ivitzut, Groenland) énormément en excès[1]. Je considère cet excès d'hélium comme dû à la radioactivité du thorium contenu dans le minéral. Dans tous les cas marqués ainsi †, le thorium était cherché et décelé par son émanation. Bien que les expériences n'aient pas été strictement quantitatives, la quantité d'émanation de thorium semble amplement suffisante pour expliquer la présence de l'hélium.

Je n'ai pas trouvé de minéraux, contenant des terres rares, qui soient raisonnablement exempts à la fois d'uranium et de thorium. Par conséquent, il y a toujours beaucoup d'hélium présent, et il est impossible d'être sûr qu'une partie ne soit pas fournie par d'autres constituants, tels que le cæsium. Mais les déterminations ne donnent pas de support positif à une telle vue, et cette contribution doit être vraiment petite, comparée à la contribution apportée par une masse égale d'uranium ou de thorium.

Dans aucun de ces cas, on n'a pu constater avec certitude la présence de gaz rares autres que l'hélium. Si un peu d'argon ou de néon était présent, leur quantité devait être en comparaison, tout à fait insignifiante. Le résidu inerte donnait toujours la raie jaune brillante de l'hélium pur.

Les tableaux III, IV, V comprennent un choix de minéraux de composition variable, contenant pour la plupart seulement des traces d'uranium. L'hélium n'est jamais distinctement en excès de ce qu'on peut calculer d'après l'uranium et ses produits. On doit dire qu'une bonne partie des expériences a été faite avant qu'on ait trouvé un appareil convenable pour des mesures quantitatives. L'hélium qualitativement observé est marqué He. Dans ces cas, la quantité n'était pas supérieure à 2 millimètres cubes au

Tableau III — Sulfures, séléniures et arséniures.

Minéral (nom, formule, composants constituants)		Localités	Quantité des gazes [illegible]	He extrait par la décharge [illegible]	Ar extrait par la décharge [illegible]	Ra [illegible] par 100 gr.	U3O8 gr. par 100 gr. [illegible]	Rapport d'hélium
Galène	Pb.S	Neuthead, Cumberland	1187	0.9		2.91×10^{-12}	9.0×10^{-5}	17.0
Smaltite	Co.As	[illegible]	277	He		1.46×10^{-4}	4.5×10^{-4}	—
Cinabre	Hg.S	Almaden, Espagne	100	0	0	—	—	—
Bornite	Cu.Fe.S	Cornouailles	259	50.5	0	1.04×10^{-5}	3.2×10^{-5}	7.4
Stibine	Sb.S	New South Wales	225	1.6	?	4.20×10^{-10}	1.5×10^{-4}	7.8
Clausthalite	Pb.Se	Cubenta, Mexique	56	He	?	—	—	—
Molybdenite	Mo.S	Renfrew co Ontario, Canada	96	He	?	—	Ra	—
Blende	Zn.S	Minerva Mines, Wrexham, Denbigh	560	0.57	?	2.27×10^{-10}	$7.[illegible] \times 10^{-5}$	2.0
Blende	Zn.S.In	Freiberg	40	He	?	—	—	—
Blende	Zn.S.Ga	Bensberg	150	He	?	—	—	—
Lonchidite	H.As.S	[illegible]	1.5	He	?	—	—	—
Pyrite d'étain	Sn.Cu.Fe.S	Cornouailles	517	1945	?	1.00×10^{-10}	5.1×10^{-5}	29.0
Argyrodite	Ag.Ge.S	Freiberg	0.7	He			—	—
Blende de cadmium	Cd.S	Przibram, Bohême	10	He	?	—	—	—

Tableau IV — Éléments natifs et oxydes.

Minéral (nom, formule, composants constituants)		Localités	Quantité des gazes [illegible]	He extrait par la décharge [illegible]	Ar extrait par la décharge [illegible]	Ra [illegible] par 100 gr.	U3O8 gr. par 100 gr. [illegible]	Rapport d'hélium
Argent	Ag	Broken Hill, New South Wales	45	He	?	—	—	—
Fer	Fe	Meteorite d'Augusta co. Virginie	400	0.66		2.52×10^{-12}	7.8×10^{-5}	42
Fer	Fe	Ovifak, Disco Island, Groenland	412	0.97		2.27×10^{-12}	6.9×10^{-5}	5.5
Bismuth	Bi	Australie	50	He		—	—	—
Tellure	Te	Lincoln, Transylvanie	8	He		—	—	—
Graphite	C	Borrodale, Cumberland	252	8.5	0	5.26×10^{-9}	1.1×10^{-5}	6.7
Hæmatite	Fe_2O_3	Canada, Grand	446	52.4	0	5.06×10^{-4}	1.7×10^{-4}	9.0
Cassitérite	SnO_2	S. Auguste, Cornouailles	775	29.0	0	1.26×10^{-6}	5.9×10^{-4}	19
[illegible]	[illegible]	Lundi, Shetland	250	He	?	—	—	—
[illegible]	[illegible]	[illegible], Norvège	250	He		—	—	—
Cuprite	Cu_2O	Wheal Phœnix, Cornouailles	250	He		Ra	Ra	—
Corindon	Al_2O_3	[illegible], Statesville, N. Carolina	200	He		Ra	Ra	—

1 *Comp. Rend.* [illegible] 80 [illegible]

plus, à en juger par l'apparence de la décharge. Habituellement, elle était vraiment beaucoup plus petite.

En ce qui concerne l'argon, le spectre était généra-

lement visible, mais la quantité n'était jamais supérieure à 2 millimètres cubes, et jamais en excès de la contamination probable par l'air.

Quand la quantité d'hélium était insignifiante, le spectre de l'argon était comparable au sien en intensité. Dans ces cas, une recherche s'imposait sur l'argon: ne pouvait-il se présenter en quantité comparable à l'hélium? Quand l'hélium était plus abondant, le spectre de l'argon était toujours invisible. Pour distinguer ces cas, l'argon est marqué O.

Il semble probable que les minéraux de ces tableaux sont vraiment exempts de thorium. Ils se présentent pour la plupart dans des veines minérales ou dépôts de minerai. Ils peuvent être comparés, à ce point de vue, avec plusieurs de ceux des tableaux I et II qui sont des constituants primaires des roches ignées.

Le thorium spécialement cherché dans le wolfram n'y fut pas trouvé.

La série d'expériences suivantes se rapporte aux roches ignées. Il faut observer que le rapport d'hélium est du même ordre que d'habitude. Le basalte irlandais était éruptif, tertiaire, et solidifié longtemps après la formation de la majorité des minéraux examinés. Cependant, comme je l'ai démontré dans un travail antérieur, une partie de l'hélium ici présente était selon toute probabilité dissoute ou occluse dans le magma originaire. On doit remarquer que le granit de Cornouailles fournit un rapport considérablement plus petit que celui des minéraux des veines qui le traversent, et qui sont évidemment plus jeunes. Ceci peut être dû partiellement au fait qu'une grande partie du minéral radioactif de ce granit est contenu dans le mica, qui par sa structure doit être incapable de retenir l'hélium. Cependant à cause de l'extraction imparfaite de l'hélium de quelques minéraux par la chaleur, des anomalies de cette sorte pouvaient être prévues dans quelques cas. Comme je l'ai déjà dit, j'espère étudier plus tard la question sous ce rapport.

Les quantités d'argon trouvées dans ces roches sont considérablement plus petites que celles données antérieurement [1]. Ceci doit être expliqué par l'imperfection de la méthode expérimentale alors adoptée. Il était admis qu'après l'étincelle et l'absorption de l'oxygène, le résidu pouvait être mesuré comme argon +

1. *Roy. Soc. Proc.* A. 79 456.

Tableau V. — Divers.

Minéral et ses principaux constituants	Localités	Quantités prises grammes	Hélium extrait par la chaleur mm c.	Argon extrait par la chaleur mm c.	Radium gr. par 100 gr.	Oxyde d'uranium calculé gr. par 100 gr.	Hélium c. c. par gr. U³O⁸
Wolfram . W.Fe.O.	East Pod Mine, Illogan, Cornouailles	207	240	0	5.79×10^{-9}	1.05×10^{-2}	22
Scheelite. . W.Ca.O. . . .	Cornouailles.	40	He	?	—	—	-
Vanadinite . V.Pb.O	Dumfries	500	0	?	-	-	
Triphylène . Li.Mn.P.O . . .	Grafton, New Hampshire . . .	510	He	?	—	—	—
Barytine. . Ba.S.O.	Pallaflot, St. Bees, Cumberland.	500	0.42	?	1.42×10^{-10}	4.4×10^{-5}	0,58
Célestine. . Sr.S.O.	Zati, Gloucesthershire. . . .	1825	0.75	?	8.59×10^{-11}	2.6×10^{-4}	0,27
Spath Fluor Ca.F	Wheal Mary Anne, Cornouailles	250	He	?	—	—	—
Calcite . . Ca.C.O.	Cumberland	1289	<0,74	?	7.10×10^{-12}	2.2×10^{-4}	<5,4
Embolite. . Ag.Br.Cl	Broken-Hill, New South Wales	20	He	?	—	—	—
Iodyrite . . Ag.I.	Broken-Hill	50	He	?	—	—	

Tableau VI. — Roches ignées.

Minéral	Localités	Quantités prises grammes	Hélium extrait par la chaleur mm c.	Argon extrait par la chaleur mm c.	Radium gr. par 100 gr.	Oxyde d'uranium calculé gr. par 100 gr.	Hélium c. c. par gr. U³O⁸
Granite.	Cornouailles.	660	19,0	7.5	2.81×10^{-10}	8.7×10^{-4}	0,66
Diorite	Mt. Sorrel, Leicestershire . . .	1200	6,24	20,5	6.45×10^{-11}	2.0×10^{-5}	5,2
Phonolite.	Trafram Law, Haddingtonshire.	820	7.1	10,8	—		—
Basalte.	Irlande	1190	2,25	5	6.14×10^{-11}	1.9×10^{-4}	2,0

[illegible] Une expérience ultérieure a montré que le [illegible] mesuré après la purification spectroscopique [illegible] le tube à vide lui-même est beaucoup plus petit. Ceci, naturellement, ne s'applique qu'aux très petits volumes de gaz. De grands volumes peuvent être sans peine purifiés par l'étincelle.

Le tableau VII donne les résultats pour des minéraux siliceux autres que les roches ignées. En aucun cas la quantité d'hélium n'est considérable, et en aucun cas il n'y a de raison pour le considérer comme provenant d'une autre source que les dérivés de l'uranium. En raison de la petite quantité d'uranium et de radium contenus dans le quartz, ce minéral fournit un bon critérium pour la production possible de l'hélium par les éléments communs.

Il faut noter que le silex de la chaux, qui est géologiquement récent en comparaison de la plupart des matières examinées, donne, d'accord avec les prévisions, un rapport d'hélium réellement beaucoup plus faible. Dans les divers échantillons de quartz examinés, la présence d'argon en excès de ce qui peut être expliqué par contamination atmosphérique semblait évidente, quoique la différence n'était pas grande. Dans la garnierite, la présence de l'argon semble certaine. La détermination citée est prise parmi plusieurs qui toutes en donnent environ la même quantité. Je suis porté à supposer que la présence de traces d'argon dans les matières siliceuses est générale, bien qu'une certitude ne puisse être acquise qu'avec un grand travail. Nous reviendrons sur ce sujet dans un paragraphe suivant.

Les quatre premières séries de déterminations du tableau VII, qui sont seulement des échantillons de plusieurs roches similaires, se rapportent au minéral béril. Ce minéral s'est montré tout à fait exceptionnel. Il faut observer que l'hélium présent est, régulièrement, en excès de ce qui peut être attribué à l'uranium et à ses dérivés. Ceci soulève la question de savoir si le thorium y est présent. Pour cette détermination, comme pour les recherches ultérieures sur le sujet, j'ai employé le béril le plus riche en hélium, qu'on trouve à Acworth, New Hampshire.

L'émanation de thorium pouvait, certainement, être décelée exactement par des expériences soignées sur une quantité considérable (50 grammes) de béril d'Acworth en solution. Mais les dérivés du thorium ne paraissent pas contribuer davantage à la radioactivité totale du minéral que les dérivés de l'uranium et n'apportent pas l'explication de la quantité d'hélium présente.

Avec l'idée qu'un constituant radioactif inconnu, qui n'abandonne pas d'émanation pouvait être présent, le béril expérimenté était soigneusement essayé avec un électroscope. Rien ne put être décelé quoique d'autres minéraux contenant beaucoup moins d'hélium aient montré une activité remarquable quand ils étaient essayés de cette manière, grâce aux éléments radioactifs présents. Le tableau suivant résume ces résultats :

Minéral	Hélium c.c. par 100 gr.	Valeur de la fuite de l'électroscope. Divisions de l'échelle par heure
Béril	1,68	0,05
Niobite	0,56	8,45
Cérite	0,15	0,86
Zircon	0,12	1,05
Wolfram	0,12	0,46

Tableau VII. — Silice et silicates.

Minéral et ses principaux constituants		Localités	Quantités prises grammes	Hélium extrait par la chaleur mm.c	Hélium extrait par la chaleur mm.c par 100 gr	Argon extrait par la chaleur mm.c	Radium gr. par 100 gr	Oxyde d'uranium U^3O^8 gr. par 100 gr	Hélium c.c. par gr. U^3O^8
Quartz	$Si.O$	Madagascar	1250	2,4	0,192	3,16	$1,39 \times 10^{-11}$	$4,29 \times 10^{-5}$	9,0
Quartz	$Si.O$	Veines dans de l'ardoise, Ultracombe	1187	1,45	0,121	2,5	$7,45 \times 10^{-12}$	$2,31 \times 10^{-5}$	10,4
Quartz	$Si.O$	Brésil	1015	0,74	0,075	2,0		—	—
Sable	$Si.O$		500	0,55	0,185	?	$1,94 \times 10^{-11}$	$6,0 \times 10^{-5}$	6,0
Silex	$Si.O$	de chaux, Brandon, Norfolk	1275	0,295	0,025	1,9	$4,70 \times 10^{-11}$	$1,55 \times 10^{-4}$	0,25
Garnierite	$Ni.Si.O.H$	Oregon	920	2,5	0,272	6,4		—	—
Lépidolite	$Li.Al.Si.O.Rb\ (Cs)$	Auburn, Maine, U.S.A.	250	He	—	?		—	—
Rhodonite	$Mn.Si.O$	Cornouailles	182	He	—	?	$1,49 \times 10^{-10}$	$4,6 \times 10^{-5}$	—
Topaze	$Al.Si.O.T$	Brésil	50	He	—	?	—		—
Orthoclase	$K.Al.Si.O$	Glass Mine, Rocks, Cornouailles	250	He	—	?	Ra	—	—
Spodumène	$Li.Al.Si.O$	Brésil	10	He	—	?	—	—	
Pollux	$Cs.Al.Si.O$	Hebron, Maine	2	O	—	O	—	—	—
Tourmaline	$Al.B.Mg.Si.O$	Madagascar	250	He	—	?	Ra	—	—

La correction de la fuite ordinaire de l'électroscope était de 0,40 div. par heure.

Ainsi, il paraît impossible de rattacher l'hélium du béril à la radioactivité, dans le sens ordinaire du mot.

On a essayé ensuite de voir si l'hélium en comparativement grandes quantités pouvait être rattaché à quelque élément connu du béril sans tenir compte de la radioactivité. Le bérilium semblait l'élément le plus propre. Plusieurs autres minerais de bérilium furent essayés comme il a été dit plus haut. Mais on ne trouva que des traces d'hélium qui sont presque universelles et que j'attribue aux traces d'éléments radioactifs. Du cæsium a été trouvé dans des bérils, mais l'absence d'hélium du minéral de cæsium pollux (voir tableau VII) fait que cet élément est invraisemblablement mis en jeu. De plus les lignes du cæsium ne furent pas visibles dans le spectre de flamme de mon béril. Les éléments importants restants du béril sont comparativement communs et sont largement représentés dans le tableau des minéraux donné ci-dessus, de sorte qu'ils doivent aussi être exclus. L'examen du spectre de flamme du béril d'Acworth révèle la présence d'indium, mais en moins grande quantité que dans la blende de Freiberg, et la blende de Freiberg abandonne un peu d'hélium.

Les paragraphes ci-dessus résument la connaissance expérimentale que j'ai été capable d'obtenir sur cette question, sans y apporter de réponse positive. Il est difficile de trouver une base avantageuse pour l'attaquer de nouveau.

Je dois ajouter quelques mots concernant l'explication possible de ces résultats :

1° On peut penser que ces bérils ont précédemment contenu des éléments radioactifs, mais que ceux-ci ont maintenant disparu, leurs transformations étant complètes.

L'objection à cette hypothèse est que nous avons presque toute l'évidence d'une loi inaltérable de transformation radioactive. Ainsi l'explication mentionnée nécessiterait la supposition que les bérils sont généralement beaucoup plus vieux que les autres minéraux de la croûte terrestre. Les circonstances de leur situation, considérées géologiquement, ne sont pas d'accord avec cette supposition.

2° On peut supposer que l'hélium trouvé dans les bérils n'était pas du tout produit *in situ*, mais était absorbé chimiquement ou occlus par la matière en cours de solidification. Je ne peux pas penser que cela soit probable. D'autres minéraux siliceux n'absorbent pas ainsi l'hélium, car ils n'en contiennent pas, qui ne puisse être expliqué autrement. De plus, rien de ce que nous connaissons des propriétés de l'hélium ne nous indique qu'il ait probablement une violente préférence pour le béril.

3° Il peut exister un élément inconnu présent dans le béril, qui a échappé aux recherches, par manque de propriétés chimiques bien marquées ; et cet élément inconnu peut émettre des particules α de vitesse moindre que la vitesse critique, comme il a été dit dans l'introduction. Les faits peuvent être expliqués par cette double hypothèse. Mais, naturellement, une explication aussi spéculative n'a par elle-même qu'une petite valeur scientifique.

§ IV. — *Hélium et radioactivité des éléments ordinaires.*

Les résultats rapportés ci-dessus ne sont pas en faveur de la théorie qui admet que les éléments communs sont perceptiblement radioactifs. Ceci résulte clairement des considérations suivantes. On sait que le radium, l'actinium et le thorium[1] donnent des traces d'hélium. Il n'est pas évident, pour moi du moins, qu'aucun des corps radioactifs insoupçonnés n'en donnent pas de traces. Par conséquent, nous pouvons regarder provisoirement la formation de l'hélium comme un critérium de la radioactivité.

Il est bien connu qu'une radiation ionisante sort des parois des vases et ionise l'air qui y est contenu. La question est de savoir si une part importante de cette radiation est de la même nature que les rayons α du radium.

Dans la détermination du radium contenu dans la galène (voir tableau III), 200 grammes du minéral étaient mis en solution, de façon à permettre à l'émanation de s'accumuler. L'émanation était chassée par ébullition et, introduite dans un électroscope. Quelques moments après, la fuite de l'électroscope avait augmentée environ du quart de sa valeur primitive. De plus, cette fuite augmentée est du même ordre que le pouvoir ionisant total des dérivés de l'uranium des corps présents dans 200 grammes du minéral quand ils émettent librement, sans affaiblissement dû à une absorption, des rayons par des solides. La cage de l'électroscope était un renflement de verre de 10 centimètres de diamètre ou environ 314 centimètres carrés de surface. Comme les rayons α ne sont pas capables de pénétrer une épaisseur de plus d'environ 0,004 centimètres, il s'ensuit que la quantité totale de verre qui peut entrer en action en ionisant l'air inclus ne peut pas être beaucoup plus que $314 \times 0{,}004$ centimètres cubes ou environ 3,5 grammes. L'ionisation produite par cette quantité de verre est plus grande que celle produite par les impuretés radioactives de 200 grammes de galène. L'ionisation normale dans des réservoirs d'autres matériaux communs n'est pas beaucoup différente. On peut en conclure que, dans un minéral semblable à cette galène, l'activité apparente produite par les éléments com-

1. *Roy. Soc. Proc.* A-80-56.

[illegible] plomb et sulfure est au moins cent fois celle due aux impuretés radioactives. Comme ces impuretés existent en quantités suffisantes par rapport à l'hélium trouvé, il s'ensuit que des quantités énormément plus grandes d'hélium pourraient être trouvées si les propriétés ionisantes des éléments communs étaient réellement d'origine radioactive.

Les listes de résultats qui ont été données montrent plusieurs autres cas de minéraux assez exempts de radium pour affirmer la même conclusion. Dans ces résultats on ne trouve pas l'indication que le rapport d'hélium croisse quand les impuretés radioactives diminuent en quantité[1].

Il est évident qu'il y a un grand intérêt à pousser aussi loin que possible les recherches sur la production possible de l'hélium par des éléments communs; car, bien que leur radioactivité semble être beaucoup plus petite qu'on pouvait l'espérer d'après leur pouvoir ionisant, elle n'est pas, pour cela, nécessairement inexistante.

J'ai trouvé que le gypse, le sel gemme et les différents minéraux salins de Stassfürth sont pour la plupart beaucoup moins contaminés par le radium que les minéraux des autres classes. Dans la plupart des cas, l'hélium peut facilement y être décelé; mais, dans un ou deux cas, j'ai obtenu des résultats qui demandent une confirmation ultérieure. J'espère compléter rapidement ces essais.

§ V. — *Présence de l'argon et du néon dans les minéraux.*

L'intérêt de cette question a déjà été indiqué. On a dit que les matériaux siliceux en général semblent contenir un peu d'argon et que les roches ignées en contiennent certainement toujours. Maintenant la question se pose de savoir si l'argon est dû à des transformations radioactives comme on peut le croire d'après les résultats de Ramsay et Cameron.

On peut supposer que les conditions des transformations radioactives sont modifiées dans ces matériaux et qu'il en résulte la substitution partielle de l'argon à l'hélium. Finalement, je ne considère pas cette supposition favorable,. Dans les minéraux siliceux tels que le zircon, qui sont franchement actifs, l'argon contenu est infinitésimal en comparaison de l'hélium présent. Ceci ressort des expériences déjà citées. D'autres expériences, spécialement dirigées sur ce point, qui furent faites avant les recherches systématiques rapportées ici, font ressortir ce fait plus clairement : 12,8^{cc} d'hélium furent extraits en chauffant une grande quantité de zircon. L'argon extrait fut séparé par le charbon de bois refroidi dans l'air liquide, et a fourni certainement moins de 0,05^{cc}. Dans un autre cas, 37,6^{cc} d'hélium de cystolite, un autre silicate radioactif, contenait moins de 0,02^{cc} d'argon. Dans ces cas cependant, l'argon ne dépassait pas beaucoup la millième partie de l'hélium, et peut-être beaucoup moins, car les essais furent faits avant qu'on ait acquis beaucoup d'expérience, et une contamination atmosphérique considérable n'est pas improbable. La quantité d'argon dans les silicates actifs n'est pas grande et on peut conclure qu'il n'y a pas de relation avec leur activité. Des essais similaires effectués avec de grandes quantités d'hélium de monazite, de samarskite et de thorianite prouvent que, dans ces cas, l'argon n'excède pas la millième partie au moins de l'hélium.

La petite quantité d'argon en question peut, je pense, être regardée comme dérivant de l'atmosphère durant la formation des différents minéraux.

En ce qui concerne le néon, les données valables sont bien rares. Sa présence fut masquée par l'hélium qui éteint entièrement, quand il est présent en excès, les lignes jaunes du néon. La difficulté peut être surmontée par la séparation, par le charbon de bois dans l'air liquide. Je n'ai pas habituellement employé cette méthode, et l'acide carbonique ne suffit pas pour l'absorption du néon. Dans plusieurs cas de roches ignées, le néon a été observé, comme il a été dit dans un travail précédent[2]. J'ai séparé les traces spectroscopiques de néon de la petite quantité d'argon, du zircon et de la cystolite indiquée ci-dessus. Une lettre à « Nature » fut publiée à cet effet; mais, vu les expériences suivantes, on ne peut pas attacher d'importance à l'observation. Une très petite quantité d'air suffit pour produire très distinctement le spectre du néon. Un cm^3 est beaucoup, et avec du soin, 1/10^{cc} suffit. Dans d'autres cas, j'ai soupçonné le néon, mais je ne peux pas faire d'affirmation positive.

§ VI. *Résumé et conclusions.*

1. L'hélium peut être décelé dans la plupart des minéraux de la croûte terrestre;

1. [illegible] 14 [illegible]

1. Il est nécessaire de rapporter un cas très embarrassant. Le minéral malacosse, qui est un silicate hydraté de zirconium d'une activité considérable, fut trouvé par Ramsay et Travers (*Roy. Soc. Proc.*, 60, 1897, 545) et ultérieurement par Kitchin et Winterson (*Chem. Soc. Trans.*, 89, 1906, 1570), comme contenant beaucoup d'argon avec hélium. Je n'ai pas pu confirmer ce résultat. Plusieurs spécimens du minéral qui vient de Hitterö, Norvège, furent examinés, ils ne donnèrent rien qu'un brillant éclat jaune d'hélium, l'argon étant invisible. Je ne peux pas douter de l'authenticité de ces spécimens qui correspondent exactement à ceux de la même localité du muséum de South Kensington.

2. *Roy. Soc. Proc.*, A, 79, 457.

2° La quantité est, dans la plupart des cas, environ ce qui peut être prévu en raison des traces d'uranium et de radium que contiennent les minéraux. Ce fait est illustré par les résultats choisis ci-après qui sont donnés en chiffres ronds :

Minéral	Hélium présent mesuré par kilo.	Rapport d'hélium / Rapport de l'hélium à l'oxyde d'uranium
Samarskite. . . .	1.500.000	14
Hæmatite . . .	700	9
Galène.	2	17
Quartz.	2	10

3° Quand on observe des rapports d'hélium beaucoup plus élevés, l'excès d'hélium peut toujours être expliqué par la présence du thorium sauf dans un cas exceptionnel. Aussi les expériences n'apportent rien en faveur de la production de l'hélium par la radioactivité des éléments ordinaires :

4° Le cas exceptionnel est celui du béril, qui contient de l'hélium en abondance sans posséder une radioactivité suffisante pour expliquer sa présence. Cet hélium ne peut être rapproché d'aucun constituant connu du béril ;

5° Les roches ignées et probablement les minéraux silicieux, en général, contiennent de petites quantités d'argon. Dans les autres minéraux, la quantité est négligeable, en comparaison de l'hélium présent. Ceci n'indique pas qu'il s'accroisse avec la quantité de matière radioactive.

7 mai 1908. Traduit de l'anglais par P. Bazin.

Recherches sur les gaz ionisés

Par A. BLANC

Faculté des Sciences de Rennes. — Laboratoire de physique.

Les mobilités ont été mesurées par une méthode qui dérive directement de celle du champ alternatif de Rutherford[1].

Un plateau métallique A, entouré d'un anneau de garde, communique avec l'électromètre : il est d'abord au sol et on l'isole pour faire une mesure. En face de A, à la distance a, est une toile métallique B et derrière B un autre plateau C. On établit, entre B et C, une différence de potentiel constante produisant un champ dirigé par exemple de C vers B si l'on veut mesurer la mobilité des ions positifs. Entre B et A on crée un champ alternatif de période T : pendant une demi-période, une différence de potentiel V produit un champ dirigé de B vers A ; pendant la demi-période suivante une différence de potentiel V′, égale ou supérieure à V et de signe contraire, produit un champ de A vers B.

On ionise le gaz entre B et C à l'aide d'un faisceau étroit de rayons Röntgen ; les ions positifs traversent la toile métallique quand le champ alternatif est dirigé de B vers A. Le plateau A commence à recevoir des charges quand V a la valeur V_0 telle que

$$k_1 = \frac{2a^2}{V_0 T}.$$

On fait varier V en laissant V′ constant et l'on mesure l'intensité recueillie par l'électromètre ; on obtient, en fonction de V, une droite qui coupe l'axe des abscisses pour la valeur V_0 ; on en déduit la mobilité k_1.

a était égal à 2 cm,90 et T a varié de 0s,6 à 0s,14.

Cette méthode a servi à mesurer les mobilités des ions dans des mélanges à pression constante d'air et de gaz carbonique, de gaz carbonique et d'hydrogène ; ces gaz étaient préparés et desséchés avec le plus grand soin.

Les résultats obtenus sont contenus dans les tableaux suivants, où k_1 est la mobilité des ions positifs, k_2 des négatifs.

Les courbes qui représentent les inverses des mobilités en fonction de la pression de l'un des deux gaz dans le mélange sont des lignes droites dans tous les cas.

Soient ρ' et ρ'' les densités des deux gaz dans le mélange, ρ_1 la densité des ions considérés, u_1 la vitesse de ces ions sous l'action du champ X ; les quantités de mouvement échangées dans l'unité de temps par les ions avec les molécules des deux gaz sont $A'_1 \rho' \rho_1 u_1$ et $A''_1 \rho'' \rho_1 u_1$. On en déduit facilement

$$\frac{1}{k_1} = \frac{m_1}{e}(A'_1 m' n' + A''_1 m'' n'') ;$$

n' et n'' sont les nombres de molécules des deux gaz par centimètre cube, m' et m'' les masses de ces

1. Rutherford. *La décharge des corps électrisés par la lumière ultra-violette (Ions, électrons.* 2-672.

I. — Gaz carbonique et hydrogène.

[illegible]	[illegible]	$\frac{1}{k_1} \times 10$	[illegible]	[illegible]	$\frac{1}{k_2} \times 10$
0	250	400	0	508	525
18,[illegible]	288	347	8,2	525	707
34,7	342	292	20,1	572	208
54,[illegible]	456	219	40,1	492	205
70	756	155	64	754	156
90	1060	95,4	77,5	1100	91
100	1600	62,5	87,2	1550	75
			100	5000	75

II. — Air et gaz carbonique.

[illegible]	[illegible]	$\frac{1}{k} \times 10$	[illegible]	[illegible]	$\frac{1}{k} \times 10$
0	780	267	0	600	167
15,9	760	278	8,7	575	177,5
41,9	547	515	19,5	534	187,5
59,9	287	775	28,9	493	202,4
85,9	274	760	48,7	419	238,6
100	250	400	54,1	410	244
			67,6	387	258,4
			79,9	348	287,5
			100	508	525

molécules, m est la masse d'un ion et e sa charge.

Les résultats que j'ai obtenus pour $\frac{1}{k_1}$ montrent que les produits $A_1 m_1 m_2$ et $A_2 m_1 m_2$ sont sensiblement constants quand la composition du mélange varie. Si l'on prend pour A_1 l'expression donnée par Langevin dans le cas où les chocs entre ions et molécules ont une importance négligeable, on en déduit que la quantité $\sqrt{\frac{m}{m_1 + m_2}}$ est à peu près invariable. Cela exige si la masse m_1 dépend de la composition du mélange, que cette masse soit notable par rapport à m_2 ; l'ion doit donc être formé par un groupement de molécules, résultat déduit déjà par Langevin de la valeur même des mobilités.

On peut se demander ce que devient le groupement quand l'ion est transporté d'un gaz dans un autre, du gaz carbonique dans l'air, par exemple. Le plateau

1. La [illegible] que *Ann. de Chim. et de Phys.*, VIII-8-1905.

C est placé au fond d'un cristallisoir qu'on remplit jusqu'au bord de gaz carbonique; la grille B et le plateau A sont au-dessus du niveau du gaz carbonique, dans l'air; les ions sont produits dans le gaz carbonique, amenés dans l'air entre A et B, où l'on mesure leur mobilité comme d'ordinaire.

La mobilité dans l'air d'un ion produit dans le gaz carbonique est très exactement la même que si cet ion avait été produit directement dans l'air. Cela est vrai pour les ions des deux signes.

Ce résultat pourrait encore s'expliquer par la constance des produits $A_1 m_1 m_2$, ... (en fonction desquels s'expriment les mobilités), donc par la grosseur notable des ions. Mais il est probable aussi que le groupement qui constitue l'ion échange constamment des molécules avec le gaz ambiant, de sorte qu'il se détruit en passant du premier gaz dans le second, pour se reformer avec les molécules de celui-ci.

6 juillet 1908.

La nature des rayons γ et des rayons X

Par W. H. BRAGG

Université d'Adélaïde — Laboratoire de physique

Dans une note récente[1], j'ai donné une description sommaire de quelques expériences faites par le Dr Madsen et moi, sur les propriétés des rayons secondaires dus aux rayons γ. Un travail plus complet a été publié dans les Transactions de la Royal Society of South Australia (1908, p. 1)[2].

Ces expériences ont été poursuivies, et je pense qu'il y a quelque intérêt à publier le résumé des principaux résultats obtenus jusqu'ici.

1° Quand le rayonnement γ diminue en intensité, lorsqu'il passe au travers de la matière, il apparaît des rayons β qui se meuvent d'abord dans la même direction que les rayons γ, puis se diffusent par la suite à la manière des rayons β.

2° La pénétration et par conséquent la vitesse des rayons β ainsi produits augmente avec la pénétration des rayons γ auxquels ils sont dus.

3° La vitesse des rayons β ne dépend pas de la nature de l'atome dans lequel ils se forment.

4° Dans le cas du radium, au moins, la vitesse des rayons β est très sensiblement égale, peut-être un peu plus faible, que la vitesse des rayons β émis normalement par le radium lui-même.

5° Quand des rayons γ très durs traversent la matière, leur absorption et par suite la production de rayons β est presque indépendante de la structure atomique de la matière. Il y a seulement une relation de proportionnalité avec la densité. Pour des rayons γ très mous, la structure de la matière a une influence; à écrans absorbants équivalents, les rayons sont plus absorbés par les atomes lourds que par les atomes légers. Plus les rayons sont mous, plus l'effet est grand. De là résulte les aspects différents que présentent les courbes logarithmiques d'absorption, lorsqu'on fait varier la nature de la substance. Les substances à atomes lourds présentent une chute initiale très marquée. De là aussi résulte l'explication du fait que lorsqu'on emploie des rayons γ très mous, le rayonnement à la sortie est plus grand pour les atomes lourds que pour les atomes légers. Ce résultat explique pourquoi les rayons secondaires produits par différents métaux peuvent être modifiés lorsque les rayons primaires passent au travers d'écrans, comme l'a montré Kleemann. Notons cependant que nous n'avons pas trouvé d'absorption sélective aussi nette que l'a indiqué Kleemann.

6° S'il y a quelques rayons γ secondaires, l'ionisation qu'ils produisent est négligeable comparativement à celle qui est produite par les rayons β secondaires, au moins à une faible distance du radiateur, un mètre d'air par exemple.

Tous ces faits peuvent être expliqués très simplement et directement par la théorie des particules neutres; en tous cas, cette théorie nous guide pour la vérification de la plupart d'entre elles.

Ainsi pour (1) il suffit de supposer que les charges positive et négative sont séparées à l'intérieur de l'atome lorsque les particules arrivent à traverser un champ très fort; les charges négatives s'échappent; quant aux charges positives elles restent sans effet.

La seconde propriété est aussi une conséquence directe de l'hypothèse. Plus la particule γ a une vitesse élevée, plus la vitesse initiale de la particule négative est grande.

La troisième s'explique immédiatement: le champ électrique de l'atome est le seul lien qui maintient les particules entre elles; il est incapable de modifier la vitesse de la particule négative libérée.

Le quatrième point permet d'expliquer le fait que des atomes radioactifs (le radium C par exemple) émettent des électrons à une certaine vitesse, quelques-uns étant émis en compagnie d'une charge positive, d'autres sans charge positive. Les premiers constituent les rayons γ, les seconds les rayons β.

La cinquième propriété tend à montrer qu'il existe des champs plus forts dans les atomes lourds que dans les atomes légers et que la chance de désagréger une particule neutre augmente avec l'intensité du champ et avec le temps mis par la particule pour traverser ce champ.

En envisageant maintenant l'hypothèse de la pulsation de l'éther, il est facile de prendre celle-ci de deux manières différentes qui ne peuvent en aucune façon être scindées en une seule. Dans l'une d'elles, l'électron et l'énergie de l'électron sont supposés empruntés à l'atome lui-même, les rayons γ provoquent simplement une détente. Cette théorie exige que nous acceptions l'idée vraiment extraordinaire que les rayons primaires, quoique ne faisant que d'opérer une détente, déterminent en outre la direction et la vitesse du

1. *Nature*, 25 janvier, p. 270.
2. *Le Radium*, 5-182-1908.

projectile. La théorie ne donne aucune explication des faits expérimentaux (1) et (4). Il nous faut naturellement supposer que la vitesse de l'électron est une fonction des propriétés de l'atome duquel il est extrait, comme cela se présente dans le cas des substances radioactives. De plus, aucun phénomène radioactif, dans l'état actuel de nos connaissances, ne semble être ni accéléré, ni retardé par aucune action extérieure. Il est vrai que le professeur W. Wien[1] a fait une tentative d'application de la théorie de Planck et en a tiré une formule : $v^2\lambda =$ constante, dans laquelle v est la vitesse de l'électron produit et λ la grandeur de la pulsation. Cette formule satisfait seulement (2) et (3). Il me semble de plus que l'application de la théorie de Planck n'est pas admissible dans ce cas.

Si nous passons à la deuxième forme de la théorie des pulsations, nous supposons que l'électron lui-même provient de l'atome, mais que son énergie est empruntée à la pulsation.

Je sais que cette façon de voir est soutenue maintenant par M. J.-J. Thomson[2] et est appuyée également par M. N. R. Campbell[3]. Les nouveaux travaux mettent souvent longtemps à nous parvenir ici et je viens seulement de recevoir un exemplaire du livre remarquable de M. Campbell, mais j'espère l'avoir suffisamment compris pour exposer correctement ce qui a trait à cette dernière théorie.

Puisque l'énergie d'une pulsation, si elle est dispersée sur une surface toujours tendue, est tout à fait insuffisante pour fournir l'énergie nécessaire aux rayons β secondaires, le professeur Thomson et M. Campbell supposent que la pulsation ne se disperse pas, mais voyage radialement depuis l'électron arrêté, le long de tubes de force, l'électron étant considéré comme quelque chose de différent de l'espace environnant. Le professeur Thomson parle de faisceaux d'énergie pulsatoire se déplaçant en ligne droite avec la vitesse de la lumière. Quand une particule cathodique frappe l'anticathode, des faisceaux s'échappent du point frappé; quand ceux-ci heurtent un atome, ils chassent les électrons constituant les rayons secondaires. De cette façon on tourne la difficulté relative à l'énergie et peut-être aussi la différence entre les radiations d'émergence et d'incidence. Toutefois, il est bon de rappeler ici que cette différence peut être très grande. Dans le cas du carbone soumis à l'action des rayons γ, la radiation d'émergence est environ cinq à six fois plus grande que la radiation d'incidence. Puisque les rayons β secondaires ont la même vitesse (au moins approximativement) que les rayons cathodiques primaires qui produisent les rayons X, il me semble nécessaire de supposer que l'arrêt d'une particule cathodique doive former un faisceau d'énergie de volume très petit et invariable pour se déplacer le long d'un tube droit (et un seul) en relation avec cette particule. Ceci doit provoquer l'émission d'un électron par l'atome dans lequel il pénètre, en donnant toute son énergie à l'électron. Des arguments analogues s'appliquent aux rayons β et γ. En tout cas, ces phénomènes exigent ainsi une structure bien compliquée de l'éther. J'ai trop de respect pour les travaux de M. J.-J. Thomson pour dire qu'il est impossible de construire une théorie basée sur ces hypothèses, mais je pense que la théorie des particules neutres explique toutes les propriétés connues des rayons γ, beaucoup plus simplement et beaucoup plus complètement.

Peut-être dois-je ajouter que cette théorie, quoique faisant intervenir les électrons positifs, n'exige pas la présence d'un électron positif libre.

J'ai à peine mentionné les rayons X. Je suis heureux de voir que M. Cooksey[1] a mis en évidence la différence qui existe entre la radiation émergente et incidente dans le cas des rayons X. On ne peut pas encore dire, toutefois, que toutes les propriétés mentionnées ici pour les rayons γ s'appliquent également pour les rayons X.

(5 mai 1908.)

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS EXTRAITS ANALYSES INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Détermination du poids moléculaire de l'émanation du radium par comparaison de son coefficient de diffusion avec celui de la vapeur de mercure. — P.-B. Perkins (*Amer. Journ. Science*, 25, 461-475, 1908). — La comparaison du coefficient de diffusion de l'émanation et de celui des gaz, di ou polyatomiques avait conduit différents auteurs à un poids moléculaire plus faible que celui auquel conduirait l'hypothèse de la désintégration atomique. Si, comme le fait supposer l'absence de propriétés chimiques de l'émanation, ce gaz est monoatomique, il est préférable de comparer son coefficient de diffusion à celui d'un autre gaz ou d'une vapeur monoatomique de poids moléculaire élevé, la loi de Graham s'ap-

1. *Göttingen Nachrichten*, 1907, p. 508.
2. *Le Radium*, 5, 145, 1908.
3. N. R. Campbell, *Modern Electricity*.

1. Cooksey, *Nature*, 2 avril 1908, p. 509.

pliquant bien dans ce cas. L'auteur a choisi la vapeur de mercure. L'appareil employé est représenté fig. 1. La vapeur de mercure diffuse de A vers C à travers une série de petits trous M bouchés avec de l'asbeste. Tout l'appareil est en fer et chauffé dans un four électrique entre 250° et 275°. L'appareil est primitivement rempli d'hydrogène pour éviter l'oxydation du mercure et un courant d'hydrogène en C entraîne la vapeur qui a diffusé. On condense et on détermine la quantité de mercure diffusée par pesée. Dans le cas de l'émanation, on opère encore dans l'hydrogène et on recueille les gaz; pour éviter les erreurs provenant des variations de l'ionisation dues à la présence d'une petite quantité d'air, on mesure l'activité induite déposée sur une électrode chargée négativement.

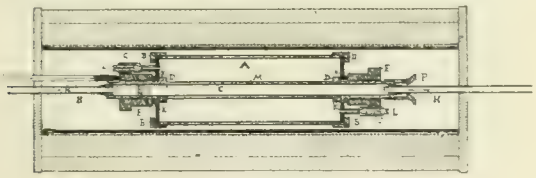


Fig. 1.

On suit la diffusion avec le temps en faisant des pesées du mercure condensé ou de l'émanation diffusée pendant un temps donné, à intervalles de temps réguliers.

Les résultats sont les suivants :

1° 4 expériences à 250° C. — Émanation $k = 0,0558 \pm 0,00025$.

2° 2 expériences à 275° C. — Émanation $k = 0,0576 \pm 0,00040$.

3° Série d'expériences à 250° C. avec pression constante de la vapeur de mercure dans la chambre de diffusion. — Quantité qui se diffuse en moyenne par minute : $0,00450 = 0,000012$ grammes.

4° Une expérience à 250° — Vapeur de mercure en laissant décroître la quantité de mercure présente dans la chambre de diffusion : $k = 0,0566$.

5° 2 expériences à 250°. — Émanation $k = 0,0544 \pm 0,00026$.

6° 3 expériences à 250°. — Vapeur de mercure comme 4°) $k = 0,0574 \pm 0,00009$.

7° 3 expériences semblables à 275°. — Vapeur de mercure $k = 0,0407 \pm 0,00052$.

8° Série d'expériences à 250° pour la vapeur de mercure à pression constante. — Quantité qui se diffuse en moyenne par minute : $0,00456 \pm 0,000031$ grammes.

Cette deuxième série était destinée à vérifier la constance de porosité des bouchons par comparaison avec la série 3.

L'application de la loi de Graham conduit pour le poids moléculaire de l'émanation aux valeurs 255 (expériences à 250°) et 234 (expériences à 275°).

Bien que ces valeurs soient supérieures au poids atomique du radium (226,5), ce qui provient vraisemblablement d'erreurs expérimentales dues à l'incertitude de la méthode, il semble que le poids atomique de l'émanation est très voisin de celui du radium, comme le veut la théorie de la désintégration. M. Moulin.

Absorption des rayons β de quelques éléments radioactifs. — O. Hahn et Lise Meitner (*Phys. Zeitsch.*, 1908, 10, 521). — L'absorption des rayons β est une question qui n'est pas encore définitivement mise au point. Indépendamment des complications qui peuvent provenir des rayons secondaires ou réfléchis, et qui peuvent modifier le coefficient d'absorption vrai, on peut hésiter entre les deux opinions émises par H.-W. Schmidt et par Bragg. Schmidt estime que la loi d'absorption du rayonnement β est toujours parfaitement exponentielle, et que là où la loi exponentielle n'est pas vérifiée il faut simplement conclure qu'on n'a pas affaire à un rayonnement β homogène. Bragg pense qu'un rayonnement même homogène ne peut avoir un coefficient d'absorption constant, à cause de l'obliquité variée des rayons sur l'écran absorbant; la loi exponentielle est d'autant mieux vérifiée qu'on opère sur des préparations de plus grande épaisseur.

En présence de ces divergences, les auteurs qui avaient eu d'abord en vue l'étude du pouvoir pénétrant des rayons β du mésothorium, ont étendu leurs recherches à tous les corps radioactifs qui émettent des rayons β, sauf toutefois l'actinium. Ils ont opéré sur les substances suivantes :

1. Thorium 1 + Thorium 2 (Mésothorium); Thorium 2.
2. Thorium A + B + C; Thorium A en grand excès; Thorium B + C.
3. Uranium + Uranium X en équilibre; Uranium X.
4. Radium.
5. Radioplomb : Radium E_2.

Le dispositif expérimental consiste simplement en un électroscope du type Wilson pour rayons β. Les rayons α (et les rayons β très mous s'il y en a) sont arrêtés par un écran métallique. Les mesures ont toutes été faites dans des conditions comparables.

1. *Mésothorium.* Le mésothorium extrait des résidus de monazite contient toujours des traces de radium; car, en même temps que le thorium, les traitements chimiques précipitent l'ionium, substance mère du radium. Mais on s'est assuré que le rayonnement β du radium n'intervenait pas pour plus du millième dans l'activité apparente des préparations, aussi a-t-on pu le négliger. Une difficulté plus sérieuse provient de la présence du radiothorium, du thorium X et de leurs produits. On n'a pu obtenir du mésothorium rigoureusement pur qu'en précipitant le radiothorium à diverses reprises au fur et à mesure qu'il se reforme spontanément. Avec une semblable préparation on a obtenu les courbes d'absorption de la figure 1. Ces courbes sont à peu près rectilignes, mais pas rigoureusement. La loi exponentielle, comme le prévoit Bragg, est mieux vérifiée pour les grandes épaisseurs de substance radioactive, elle

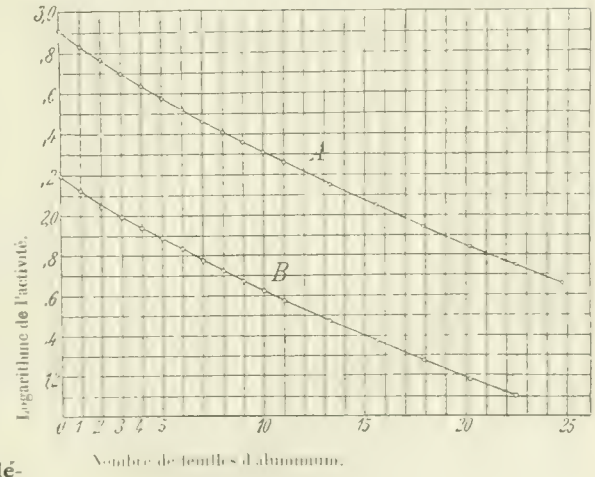


Fig. 1.

est approximativement satisfaite même avec des épaisseurs d'aluminium relativement faibles. Mais à l'origine des courbes il y a des écarts indéniables par rapport à la loi exponentielle (les courbes sont convexes vers le bas). Ces

courbes se retrouvent exactement les mêmes avec une préparation de thorium 2 exempt de thorium 1. On essayera de les interpréter plus loin.

2. *Radioactivité induite du thorium.* — On a activé un fil métallique en présence de l'émanation du thorium. Le dépôt actif a été dissous dans les acides et la solution évaporée à sec sur un couvercle de porcelaine. Pour obtenir des couches épaisses on a précipité le thorium à l'état d'oxalate en présence d'un grand excès de nitrate de cérium. Comme l'ont montré Levin et d'autres, ni le radiothorium ni le thorium X n'émettent de rayons β. Ces rayons proviennent exclusivement du mélange thorium A + B + C.

Ici l'écart par rapport à la loi exponentielle est beaucoup plus grand que pour le mésothorium, surtout pour les préparations minces. Pour les préparations épaisses, les courbes sont rectilignes à partir d'une épaisseur de quelques feuilles d'aluminium.

Il y avait lieu d'étudier séparément les différents constituants de la radioactivité induite du thorium. On a commencé par vérifier le résultat de v. Lerch, savoir que le thorium A émet des rayons β en quantité très notable. A cet effet on a séparé le thorium B + C par la méthode de v. Lerch (précipitation par le nickel en solution acide) et construit pour ce mélange (obtenu en couche infiniment mince) la courbe d'absorption. Cette courbe, contrairement aux idées de Bragg, s'est trouvée rigoureusement rectiligne dès son origine. Selon les conditions expérimentales, l'inclinaison de la droite varie faiblement, mais la loi exponentielle est toujours vérifiée.

Connaissant la loi d'absorption pour le thorium A + B + C d'une part, pour le thorium B + C d'autre part, on a cherché à obtenir des préparations aussi riches que possible en thorium A. Ici c'est la méthode de Levin (ébullition en présence de noir animal) qui s'est montrée la plus efficace. On a pu de la sorte débarrasser très sensiblement le thorium A de toutes traces initiales de thorium B + C et mesurer la loi d'accroissement tant de l'activité β que de l'activité α. Cette dernière partait de la valeur zéro, ce qui confirme l'efficacité de la méthode de séparation. La courbe d'activité β partait d'une valeur correspondant aux 45 pour 100 de la valeur finale, ce qui met bien en lumière l'existence d'un rayonnement β du thorium A.

On a construit les courbes d'absorption du thorium A et on a étudié la variation de ces courbes à mesure de la formation progressive des thorium B + C. La courbe initiale est presque rectiligne. Mais sitôt qu'il s'est formé un peu de thorium B + C les courbes deviennent convexes vers le bas jusqu'à ce qu'on retrouve, au bout de 5 heures environ, les courbes qui correspondent à l'équilibre entre thorium A, B et C. Le rayonnement β du thorium A, corrigé de l'influence des thorium B et C, suit lui aussi une loi rigoureusement exponentielle (il est absorbé à moitié par 0,05^{mm} d'aluminium), et il semble bien que chaque fois qu'on rencontre des courbes d'absorption non exponentielles on doit conclure à l'hétérogénéité du rayonnement β, c'est-à-dire à la présence de *plus d'une* substance capable d'émettre ce rayonnement.

3. *Uranium.* — L'uranium en équilibre radioactif avec l'uranium X et ce dernier corps isolé par la méthode de Levin ont donné des courbes d'absorption identiques entre elles et parfaitement exponentielles.

4. *Radium.* — Le radium contient deux corps qui émettent des rayons β : radium B et C. Aussi les courbes [illegible] courbes. On n'a pas cherché jusqu'ici à faire une séparation.

5. *Pseudo-radium (?).* — Les courbes d'absorption sont au début presque rectilignes. Mais à partir de 0^{mm},7 elles présentent un faible courbure, qu'il est impossible d'attribuer à l'action, tout à fait négligeable, des rayons γ. On a fait alors une séparation au noir animal, et constaté qu'on avait concentré de la sorte un corps possédant la constante de temps du radium E_2 de Meyer et v. Schweidler. Cette nouvelle préparation ne donnait pas encore une courbe rectiligne. On a songé alors à attribuer la faible courbure des courbes obtenues à la présence de traces de radium, et des expériences de contrôle ont confirmé cette explication.

Il ressort de cette étude que tout corps homogène donnant naissance à un faisceau de rayons β unique fournit des courbes d'absorption rigoureusement exponentielles. Tous les écarts à la loi exponentielle s'expliquent par la présence d'impuretés. Un seul cas reste en suspens. C'est celui du mésothorium qui, ainsi qu'on l'a signalé plus haut, ne donne pas, même lorsqu'il est pur, de courbes rigoureusement exponentielles. M. Hahn et Mlle Meitner pensent qu'il faut en conclure à la complexité du thorium 2 lui-même.

Avec l'appareil qu'ils ont employé, les épaisseurs d'aluminium qui réduisent le rayonnement à moitié sont données par le tableau suivant :

Substances	Épaisseur d'aluminium
Mésothorium	0,18 — 0,54 mm
Thorium A	0,05
Thorium B + C	0,441
Uranium X	0,474
Radium E_2	0,162

Léon Bloch.

Sur la distribution du rayonnement des corps radioactifs. — **H. Greinacher** (*Phys. Zeitsch.*, **15**, 1908, 12, 385). — Le point de départ de ce travail est dans une remarque faite incidemment au cours de tentatives pour séparer l'uranium de l'uranium X par pulvérisation cathodique. L'expérience a été négative. Les lames de cuivre où devait se former le dépôt n'ont donné aucun effet photographique, alors que les cathodes en uranium métallique donnaient naturellement des effets intenses sur la plaque photographique. Mais ces photographies présentaient la particularité suivante : en regard des faces du parallélépipède d'uranium, l'action photographique est très marquée, au contraire en face des arêtes, les clichés présentent des angles obscurs correspondant à une action photographique très faible. (Les photographies sont obtenues en posant le bloc d'uranium sur la plaque recouverte de papier noir; avec des plaques Lumière bleues une pose de quelques heures donne des effets suffisants).

De nombreuses photographies prises dans des conditions très différentes ont toutes conduit au même résultat : l'image d'un prisme d'uranium est une sorte de croix à angles rentrants obscurs, montrant qu'au voisinage des arêtes métalliques le rayonnement actif est minimum. Ce résultat était d'autant plus surprenant que, d'après les travaux de Rutherford dans le cas des rayons α, les choses se passent d'une façon toute contraire : l'effet photographique est le plus intense au voisinage des arêtes, ce que Rutherford explique en admettant l'égalité d'émission des rayons α dans toutes les directions. Avec l'uranium, qui, dans les conditions où les expériences ont été faites, ne peut agir que par les rayons β et γ, tout se passe au contraire comme si l'émission impressionnant la plaque photographique était concentrée au voisinage de la direction normale.

L'auteur montre d'abord que cet « effet de surface

n'est pas dû simplement à des réflexions totales à l'intérieur de la masse rayonnante. De semblables effets de réflexion totale ont été observés par Radebolt dans le cas de la phosphorescence de la fluorine, mais ici les effets sont presque indépendants de l'état de poli des surfaces, et atteignent leur plus grande netteté quand la possibilité des réflexions totales est réduite au minimum par changement du milieu. Il faut éliminer aussi l'hypothèse d'une « déflexion » ou répulsion mutuelle des deux faisceaux de rayons β émis par les faces contiguës du prisme. Des expériences de contrôle ont montré que ces deux faisceaux ne s'influencent pas mutuellement, et le résultat demeure vrai même avec une préparation de radium d'activité 20 000. L'effet de surface subsiste également après passage du rayonnement β au travers d'un écran absorbant (feuille d'aluminium de 0,1^{mm}).

M. Greinacher a été mis sur la voie d'une explication satisfaisante du phénomène par la remarque que l'oxyde d'uranium, mélangé de gypse, et moulé en figures à arêtes vives, donne sur les photographies les mêmes particularités qu'un cube d'uranium métallique. Ceci suggère l'idée que le phénomène pourrait être dû non au rayonnement primaire de la substance, mais à un rayonnement secondaire distribué dissymétriquement. L'hypothèse s'est trouvée fort bien vérifiée par deux sortes d'expériences. D'abord on a démontré, par des expériences de déviation magnétique, que les rayons actifs au point de vue photographique sont des rayons chargés négativement. Dans un champ de 3000 ou de 8000 gauss, les angles obscurs persistent sur les photographies, mais les régions qu'ils occupent sont déviées sensiblement, et l'ordre de grandeur de cette déviation correspond bien à des rayons β ayant la vitesse des rayons secondaires. De plus, on a retrouvé l'*effet de surface*, d'une façon très nette, sur des prismes d'oxyde d'uranium renfermant des proportions croissantes de plomb (minium). Les mélanges à haute teneur en plomb (rayonnement secondaire intense) donnent un *effet de surface* très grand. Enfin on a obtenu des photographies particulièrement significatives, en emprisonnant entièrement la substance active (uranium ou radium) dans un tube de plomb : les clichés font voir avec une grande netteté l'action photographique des rayons secondaires.

Pour comprendre comment le rayonnement secondaire peut produire les anomalies photographiques qu'il a étudiées, M. Greinacher propose l'hypothèse suivante : les rayons secondaires seraient émis de préférence dans la direction même des rayons primaires dont ils proviennent (ou dans la direction opposée). Alors au voisinage de l'arête d'un prisme, les rayons secondaires seraient surtout intenses dans la direction tangentielle, l'angle opposé au sommet du prisme correspondrait à la région d'activité photographique faible ou nulle. Cette explication semble s'appliquer assez bien aux divers cas examinés par l'auteur.

Léon Bloch.

Recherches de l'hélium dans les minerais contenant de l'uranium. — **M. F. Bordas** (*C. R. Académie des Sciences*, **146** 896 A.). — Dans une précédente note[1] l'auteur a indiqué un dispositif permettant de déterminer la présence de l'hélium dans certains minéraux rares.

Comme suite à ce travail M. Bordas présente quelques résultats obtenus avec ce dispositif. Ainsi la présence de l'hélium a été révélée dans la brœggerite, la liebigite l'œschynite, en employant seulement de 1 à 2 milligrammes de ces minéraux. Un résultat semblable a été obtenu avec la samarskite d'Arundal, la nœgite du Japon, l'euxénite d'Arundal, l'yttriotantalite de Suède et l'annerœdite de Norvège. Dans d'autres substances telles que la wöhlerite de Norvège, le pyrochlore de l'Oural, la polycrose de Norvège, le trœgerite de Saxe, le xénotime d'Arundal, la gummite de Saxe, la thorite-orangite de Norvège, la niobite-columbite d'Australie, on trouve encore de l'hélium mais en quantité moindre.

Enfin dans les minéraux dans lesquels les sels d'uranium sont nettement définis, tels que la torbernite, l'autunite de Saint-Symphorien et la carnotite de Californie, l'auteur n'a pu trouver d'hélium.

Le dispositif employé à ces recherches présente le grand avantage de se prêter à un examen spectroscopique rapide des substances pouvant contenir des gaz rares ; néanmoins il semble loin de pouvoir réaliser la sensibilité de ceux employés soit par sir W. Ramsay, soit par M. Debierne, qui peuvent révéler des quantités de gaz représentant *moins d'un centième de millimètre cube* à la pression atmosphérique.

L. Matout.

1 Voir *Le Radium*, 5-125-1908.

Électronique

Le phénomène de Zeeman et le second principe de la Thermodynamique. — **O. M. Corbino** (*Rend. Acc. Lincei*, 1908-9-553-A). — Soient deux sources S_1 et S_2 sensiblement ponctuelles placées au centre de deux enceintes parfaitement réfléchissantes. Deux orifices très petits ménagés dans les enceintes permettent l'échange des énergies rayonnantes jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit atteint. On sait alors, en vertu du second principe de la thermodynamique, que si les deux sources sont identiques, elles doivent chacune émettre et absorber la moitié de l'énergie totale.

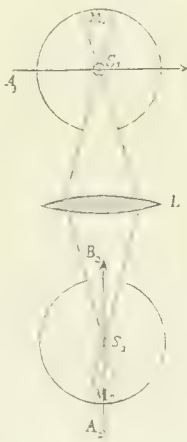


Fig. 1

Il en est tout autrement si les deux sources sont placées dans deux champs magnétiques à angle droit. En appliquant le résultat de Kirchhoff, savoir que chaque source absorbe les rayons qu'elle est capable d'émettre *dans la même direction* et *dans le même état de polarisation*, on voit que la réflexion sur l'enceinte changeant le sens de la rotation des vibrations circulaires corrélatives de l'effet Zeeman, ces vibrations ne seront plus absorbées par la source qui les a émises après une seule réflexion sur la paroi. On supprime cette difficulté en supposant que la paroi intérieure des enceintes est uniformément tapissée de mica quart d'onde. Mais, dans ces conditions, un calcul très simple montre que la source S_1 absorbera (et émettra) les 2/3 de l'énergie totale. S_2 n'absorbera (et n'émettra) que 1/3 de la même énergie. Le résultat est en désaccord avec le principe de Carnot.

Pour rétablir l'accord il faudrait supposer que l'émission est moins intense dans le sens des lignes de force que dans le sens perpendiculaire, mais l'expérience ne donne rien d'analogue. Elle n'autorise pas davantage à admettre que la composante parallèle au champ est d'intensité sensiblement nulle.

M. Corbino ne voit d'autre solution à ce paradoxe que celle-ci : une vapeur métallique portée à haute température ne peut donner de raies possédant l'effet Zeeman que par un

[illegible]. Le principe de Carnot, sous sa forme [illegible], n'est pas applicable à ce genre de rayonnement.

Léon Bloch.

Variation de résistance des métaux dans le champ magnétique. — N. Dagostino (*Rend. Acc. Lincei*, 1908, 8, 551). — C'est un fait bien connu que le nickel et le fer augmentent de résistance quand on les place dans un champ magnétique longitudinal, diminuent en [illegible] de résistance dans un champ magnétique transversal. Pourtant L. Grunmach et F. Weidert, ont trouvé récemment, pour le fer et le nickel, dans un champ magnétique transversal, que la résistance commence par augmenter, passe par un maximum notable pour le fer et peu marqué pour le nickel, puis diminue.

Pour contrôler ce résultat on a placé entre les pôles d'un électro-aimant des spirales plates de fer et de nickel et l'on a mesuré leur résistance en l'absence et en présence du champ. On a trouvé, même pour les champs faibles (100 gauss), une *diminution* de résistance, la résistance décroissant d'une façon continue quand le champ magnétique augmente, en semblant tendre asymptotiquement vers une limite. Le résultat de Grunmach et Weidert est donc controuvé.

L'importance des effets observés dépend de la susceptibilité des échantillons. A côté du fer et du nickel, on a étudié par la même méthode différents autres métaux. L'invar, la manganine, le platine et l'argentan se comportent comme le fer et le nickel, c'est-à-dire que leur résistance diminue dans un champ transversal. Le bismuth, le cadmium, l'or, le zinc, le magnésium, le palladium donnent un effet de signe contraire. Certaines spirales de cuivre, d'argent et d'aluminium n'ont donné aucun effet. Le signe de la variation observée ne semble pas en rapport direct avec le caractère diamagnétique ou paramagnétique de la substance.

Léon Bloch.

Sur la résistance électrique de la matière en mouvement. — F. V. Trouton et A. O. Rankine. — (*Proc. Roy. Soc.*, 80, 420-425, 1908). — On sait que toutes les expériences faites pour mettre en évidence le mouvement de la terre par rapport à l'éther ont conduit à un résultat négatif (Michelson et Morley, Trouton et Noble). Ce résultat s'interprète bien par l'hypothèse de Fitzgerald et de Lorentz que la matière subit un aplatissement dans le sens du mouvement.

Un fil métallique qui se meut dans le sens de sa longueur aura une longueur plus faible que s'il se déplace transversalement; de plus, sa section a sera plus grande dans le premier cas que dans le deuxième. Si aucune variation de résistivité n'intervient, on devrait s'attendre à trouver une variation de résistance

$$\frac{\partial R}{R} = \frac{\partial l}{l} - \frac{\partial a}{a} = \beta^2$$

(β représentant le rapport de la vitesse du fil à la vitesse de la lumière).

Le principe de l'expérience est le suivant : quatre fils métalliques sont montés en pont de Wheatstone de manière que deux fils consécutifs soient à 90° l'un de l'autre. Si le pont est réglé quand le système de l'observateur est parallèle à deux des bras opposés, le réglage ne doit pas [illegible] quand l'observateur a tourné de 90°.

L'expérience montre que le réglage est indépendant de l'orientation de ce pont par rapport à la vitesse. On en conclut qu'il existe [illegible] telle que

$$\frac{\partial R}{R} = \frac{\partial l}{l} - \frac{\partial a}{a} = 0$$

Cette variation de résistivité s'interprète bien dans la théorie des métaux (qui conduit à la relation

$$\rho = \frac{m v}{2 n e^2 \lambda}$$

v étant la vitesse des électrons, n leur nombre, m leur masse, e leur charge, λ leur libre parcours), en remarquant que, par suite de l'aplatissement des électrons, le rapport du libre parcours perpendiculaire au sens du mouvement au libre parcours dans le sens du mouvement est

$$\frac{\lambda_t}{\lambda} = 1 + \frac{1}{2}\beta^2$$

et que le rapport de la masse longitudinale à la masse transversale des électrons est

$$\frac{m_l}{m_t} = 1 + \frac{1}{2}\beta^2$$

En supposant que l'énergie cinétique des électrons est indépendante de la direction de leur vitesse, on trouve, en négligeant les termes d'ordre supérieur à β^2 que

$$\frac{\rho_t}{\rho} = 1 + \beta^2$$

M. Moulin.

Radiations

Sur les indices de réfraction du protoxyde d'azote, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique gazeux. — C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe (*Proc. Roy. Soc.*, 80, 406-410, 1908).

L'indice de NO est 1,000 2959 ; pour la lumière du sodium. La loi d'additivité conduirait à un indice 1,000 2857.

Les nombres donnés antérieurement par divers expérimentateurs pour SO^2 ramené à 0° et 760 sont différents parce qu'ils ont admis que ce gaz suivait la loi des gaz parfaits. Dans leurs expériences, les auteurs calculent la quantité de gaz présente d'après les mesures de la pression et de la température et aussi d'après la densité du gaz. La moyenne des résultats donnent, μ étant l'indice :

$$\mu - 1 = 660,9 \times 10^{-6}$$

Les mesures de Ketteler et de Walker corrigées, donnent respectivement 660,5 et 660,4.

Pour l'anhydride sulfurique, les auteurs donnent comme valeur la plus probable de l'indice :

$$\mu - 1 = 757 \times 10^{-6}$$

Les composés du soufre s'écartent de la loi d'additivité des indices qui correspondraient aux atomes présents. En admettant cette loi $\mu - 1 = 10^{-6}$ serait égal à 825 pour SO^2 et à 960 pour SO^3. Cette loi d'additivité ne s'applique pas non plus pour SO^3H^2 gazeux l'indice de ce corps étant calculé d'après les mesures faites sur $SO^3H^2 + \frac{1}{2}H^2O$ la quelle par la formule de Lorentz et en corrigeant pour $\frac{1}{2}H^2O$. Elle ne s'applique pas d'avantage à SF^6, SeF^6, TeF^6.

Les indices mesurés sont beaucoup plus petits que les indices calculés, contrairement à ce qui a lieu pour NO.

M. Moulin.

Sur la dispersion du mercure, du soufre, du phosphore gazeux et de l'hélium. — C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe (*Proc. Roy. Soc.*, 80, 411-419,

1908). L'appareil employé est le réfractomètre de Jamin éclairé en lumière monochromatique obtenu à l'aide d'un spectroscope et d'une lampe Nernst. On règle en lumière blanche de manière à amener la charge achromatique sur le réticule de la lunette d'observation. En lumière monochromatique, la position de cette frange ne change pas, quelle que soit la longueur d'onde. Seul l'écartement des franges varie.

Réglant le spectroscope pour obtenir une longueur d'onde déterminée (raie verte du mercure), on introduit un poids connu de la substance dans l'un des tubes de silice de l'interféromètre et on chauffe lentement en comptant le nombre de franges qui passent. On fait varier ensuite la longueur d'onde et chaque fois qu'une nouvelle frange passe sur le réticule, on note la longueur d'onde correspondante. On peut ainsi tracer la courbe de dispersion de la substance.

On condense ensuite rapidement la vapeur et vérifie le réglage en lumière blanche. Pour éviter ce déréglage, dans la détermination de l'indice, on détermine d'abord le nombre entier de franges en chauffant lentement puis la fraction en chauffant rapidement.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Mercure . . $n - 1 = 0{,}001755 \left(1 - \frac{2{,}265}{\lambda^2 10^{10}}\right)$

Soufre. . . $n - 1 = 0{,}001046 \left(1 - \frac{2{,}125}{\lambda^2 10^{10}}\right)$

Phosphore . $n - 1 = 0{,}001162 \left(1 - \frac{1{,}55}{\lambda^2 10^{10}}\right)$

Hélium. . . $n - 1 = 0{,}0000547 \left(1 - \frac{2{,}4}{\lambda^2 10^{11}}\right)$

Pour l'hélium, la dispersion a été comparée à celle de l'air, comme par la formule de Kayser et Runge.

La dispersion de la vapeur de mercure est environ 4 fois celle de l'air.

L'indice de la vapeur soufre pour une longueur d'onde infinie, est, à 2 pour 100 près, 4 fois celui de l'oxygène. La dispersion est à peu près 4 fois celle de l'oxygène.

L'indice de la vapeur de phosphore, pour une longueur d'onde infinie est exactement 4 fois celle de l'azote : sa dispersion est exactement double.

Les indices des gaz rares, hélium, néon, argon, krypton, xénon sont entre eux respectivement comme $\frac{1}{4}, \frac{1}{2}, 2, 3, 5$, à très peu près.

M. Moulin.

L'indice de réfraction et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium. — **W. Burton** (*Proc. Roy. Soc.*, **80**-390-405-1908). — L'auteur emploie l'interféromètre de Jamin suivi d'un spectroscope à réseau plan. On voit dans le spectroscope des bandes de maximums et minimums d'intensité. Un petit prisme placé devant une partie de la fente permet d'obtenir en même temps les raies de l'hydrogène, de l'hélium et de la vapeur de mercure données par un tube de Plucker, qui servent de repères pour les longueurs d'ondes.

Si f est le nombre de bandes qui passent sur la raie correspondant à la longueur d'onde λ, lorsque la pression varie de P, l'indice de réfraction n_0 à 0° et 760 millimètres est donné par

$$n - 1 = (1 + \alpha t) \times 76 \times \frac{f\lambda}{PL}$$

L étant la longueur du tube. De la différence du nombre de bandes correspondant à deux longueurs d'ondes données λ et λ', on tire les coefficients a et b de la formule de Cauchy :

$$n - 1 = a\left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right)$$

Les résultats sont les suivants :

1° *Indice* à 0° et 760 pour la raie D_1

Argon.	1,0002857
Hélium	1,0000 5500
Hydrogène (Mascart). . .	1,0001587

2° *Dispersion*.

$n - 1 = a\left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right)$ ou $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$				
Gaz	b	a	A	B
Argon	$5{,}6 \cdot 10^{11}$	0,0002792	1,0002792	$1{,}6 \cdot 10^{11}$
Hélium	$2{,}2 \cdot 10^{11}$	0,00005478	1,00005478	$7{,}5 \cdot 10^{10}$
Hydrogène Mascart	$4{,}5 \cdot 10^{11}$	0,0001576	1,0001576	$5{,}9 \cdot 10^{13}$

M. Moulin.

Étude spectroscopique des flammes de diverses natures. — **MM. G. A. Hemsalech** et **C. de Watteville** (*C. R. Académie des sciences*, **146**-748-A). — Jusqu'à présent, les auteurs avaient opéré avec le gaz d'éclairage brûlant sur un bec Bunsen dont l'air d'alimentation se trouvait chargé des particules métalliques à étudier, par son passage dans une enceinte où ces particules étaient libérées au moyen d'un arc ou d'une étincelle condensée[1].

Ce procédé si simple, pratique, et surtout *propre*, a été étendu à diverses autres sortes de flammes. La présente note a trait à quelques observations faites dans la flamme de l'hydrogène *seul*, ayant passé par un ballon dans lequel jaillissait un arc au fer.

Dans ces conditions la flamme devient éclatante ; la partie centrale dans laquelle se trouvent les particules métalliques incandescentes qui ne peuvent *brûler*, étant dans un milieu *réducteur*, donne un spectre continu auquel se superposent quelques raies provenant de la périphérie, ce qui semble assez nettement indiquer, comme le font remarquer les auteurs, que la source de production des spectres de flamme est dans les réactions chimiques.

Les quelques raies ainsi observées sont λ 3860,05 du fer, 4030,84, 4033,16 et 4034,59, le triplet du manganèse, et la raie 4226,9 du calcium : ces dernières provenant probablement d'impuretés de l'hydrogène du commerce.

Quand l'hydrogène passe sur une étincelle produite entre électrodes de calcium, la flamme est orangée et donne, outre les raies dues aux impuretés, quelques bandes vertes et rouges ainsi que la raie 4226,9 du calcium, très forte. Ce spectre de bandes dont les auteurs ne donnent pas l'identification, paraît être celui d'un *composé* du calcium, peut-être de la chaux formée par combustion.

Les auteurs terminent par un exposé comparatif d'un spectre de flamme oxhydrique ne contenant que quelques traces de fer, avec le spectre de l'étoile α Cygni relevé par sir Norman Lockyer. Les analogies entre ces deux spectres, probablement dans le premier cas formé des *raies ultimes* de M. de Gramont, méritent d'être remarquées, α Cygni étant riche en hydrogène.

L. Matout.

1. *C. R.*, **144**-1358 et **145**-1266. *Le Radium* **4**-310 et **5**-65.

Sur les spectres de flamme du fer. — MM. G. A. Hemsalech et C de Watteville (*C. R. Académie des Sciences*, 146 859 [illegible]). [illegible] qui est un [illegible] de la [illegible] les auteurs présentent une [illegible] du spectre [illegible] dans la flamme d'un chalumeau [illegible] [illegible] à 6 centimètres [illegible] avant passé sur [illegible].

[illegible] présente des différences très marquées avec [illegible] dans la flamme d'arc et de gaz d'éclairage, l'emploi du pulvérisateur de M. Gouy. Celles des raies qui [illegible] aux deux spectres peuvent ne pas avoir la même intensité relative, de plus, dans les derniers cas, on observe à la hauteur du cône intérieur de la flamme, un spectre supplémentaire composé d'environ 500 raies qui font défaut dans la flamme oxhydrique.

[illegible] la raison de cette différence, MM. Hemsalech et de Watteville ont opéré dans les deux sortes de flammes avec différents sels de fer, soit pulvérisés par la méthode de M. Gouy, soit en faisant passer les gaz sur du perchlorure sec et chauffé et ont pu voir ainsi que la nature des spectres et leurs différences sont *indépendantes de l'état dans lequel le fer arrive à la flamme* : elles ne dépendent pas non plus de l'action de l'azote de l'air ni de celle du carbone du gaz d'éclairage, car, avec le chalumeau oxhydrique, la substitution de l'air à l'oxygène, ou bien la carburation de l'hydrogène, par l'alcool méthylique n'apportent aucun changement au spectre. Quand la flamme du gaz d'éclairage est alimentée par de l'oxygène, le spectre supplémentaire ne se trouve plus qu'à la base du cône et est réduit à un très petit nombre de raies.

Toutes les raies du fer qui apparaissent dans le chalumeau oxhydrique se trouvent aussi dans la flamme de gaz d'éclairage et d'air où la plupart sont émises sur toute sa hauteur.

Les auteurs pensent que les différences observées sont dues à des actions chimiques difficiles à interpréter, et terminent en faisant remarquer dans tous ces spectres, la présence d'environ 80 raies qui semblent peu affectées par la nature des sources d'émission et sont probablement les raies fondamentales du fer, qui apparaissent dans les étoiles.

Une reproduction de spectres originaux jointe à cette note permet [illegible] l'exposé.

L. Matout.

Sur la présence des raies d'étincelle dans le spectre de l'arc. — MM. Ch. Fabry et H. Buisson (*C. R. Académie des Sciences*, 146 751). — La comparaison des spectres d'étincelle et d'arc d'un même métal montre que certaines raies du premier n'apparaissent pas dans le second, ou n'y existent qu'avec une très faible intensité. [illegible] sous le nom de *raies d'étincelle* [illegible] par [illegible] ont donné bien des [illegible] nombreux [illegible] physique.

[illegible] un arc jaillissant entre deux tiges de fer de 7 millimètres de diamètre, sous tension de 220 volts, les auteurs ont [illegible] ne les donnent pas.

Cette distinction d'origine a été mise en évidence par l'emploi d'un spectroscope sans astigmatisme sur la fente duquel on projette une image de l'arc ; les raies d'étincelle [illegible] extrémités des électrodes. Si l'on élargit la fente on a une série d'images monochromatiques de l'arc, terminées par des points pour les raies d'étincelle.

Ces raies sont inégalement réparties, dans la partie visible du spectre elles ont l'aspect décrit ci-dessus, tandis que dans l'extrême ultra-violet elles prédominent à tel point que le rayonnement est presque entièrement émis par les points brillants des électrodes ; dans cette dernière région les spectres d'étincelle et d'arc sont très différents, on y remarque des raies communes et des raies particulières à chaque source.

Ces propriétés ne s'appliquent pas seulement à l'arc au fer, on les remarque aussi avec l'arc au nickel et au cuivre. Selon les auteurs, les causes qui ont jusqu'ici empêché leur observation viennent : 1° de l'emploi de réseaux concaves doués d'astigmatisme ; 2° parce qu'on a souvent disposé l'arc perpendiculairement à la fente pour éliminer le spectre continu des électrodes ; 3° surtout parce qu'on étudie le plus souvent l'arc en plaçant le métal sur des pôles de charbon.

Les auteurs terminent par un exposé des raisons qui vraisemblablement expliquent la répartition des différentes émissions de l'arc entre métaux

Ces raisons sont basées surtout sur la répartition de la température en différents points de l'arc.

L. Matout.

Ionisation

L'effet de l'hydrogène sur l'émission d'électricité négative par le platine chaud. — H. A. Wilson (Résumé *Proc. Roy. Soc.*, 80 579-582 1908). — L'action de l'hydrogène sur l'émission de corpuscules n'avait été examinée jusqu'à présent que pour des fils de platine neufs qui n'avaient été chauffés que peu de temps dans ce gaz à cause de la désagrégation qui se produit. Dans ce mémoire, l'auteur étudie l'influence d'une chauffe prolongée dans l'hydrogène.

M. Wilson établit d'abord des formules qui représentent bien les résultats obtenus antérieurement en admettant que le courant x obtenu dans l'hydrogène à la pression p est représenté par la relation $x = Bp^n$, B et n étant des constantes qui ne dépendent que de la température, et que, à pression constante, $x = A\theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{Q}{2\theta}}$, θ étant la température absolue, A et Q, des constantes qui ne dépendent que de la pression.

Au contraire, pour un fil qui a été chauffé pendant quelque temps dans l'hydrogène à pression élevée, l'émission, à température constante, est sensiblement indépendante de la pression du gaz, pour des pressions comprises entre 0 et 200 millimètres de mercure. L'auteur en tire la conclusion que le fil contient de l'hydrogène à l'état de combinaison chimique stable et décrit, dans le mémoire présenté à la *Royal Society*, quelques expériences qui semblent confirmer cette hypothèse, mais sur lesquelles il ne donne aucune indication dans ce résumé.

La variation de l'émission avec la température de ce fil ne satisfait plus aux relations entre les coefficients A, Q, n déduites des expériences antérieures pour des fils neufs. En chauffant le fil dans l'air puis dans l'hydrogène à basse pression, on retrouve la même émission que pour un fil neuf, mais, quand on fait varier la pression, l'état de régime correspondant à la nouvelle pression n'est atteint qu'au bout d'un temps beaucoup plus long que pour un fil neuf. La chauffe dans l'hydrogène produit donc une modi-

fication permanente de l'état du platine, que ne supprime pas la chauffe dans l'air et qui rend plus lente la dissolution de l'hydrogène dans le fil sans modifier la valeur de régime de son émission corpusculaire.

Un fil qui a été ainsi chauffé dans l'hydrogène à pression élevée puis dans l'air, donne, lorsqu'on le porte à 1600°C. dans l'hydrogène, la même émission que dans l'air. A une température plus basse, l'émission augmente et, au bout d'un certain temps, atteint la valeur qui correspond à l'hydrogène. En élevant la température l'émission est maintenant grande à 1600°. Le platine n'absorbe plus l'hydrogène au-dessus de 1600°. Le retour à la valeur de régime est accéléré si l'on fait passer une décharge entre le fil et une électrode voisine.

La résistance du fil est légèrement augmentée par la présence de l'hydrogène. Un fil donnant dans l'hydrogène une émission indépendante de la pression, chauffé dans un bon vide contient encore de l'hydrogène, car en le chauffant ensuite dans l'air, on voit sa résistance diminuer légèrement. L'auteur a des raisons de penser que le composé stable formé existe seulement à la surface du platine.

M. Wilson établit ensuite l'analogie qui existe entre cette action de l'hydrogène sur l'émission négative et celle de l'oxygène sur l'émission positive. Il établit ensuite des relations destinées à représenter les résultats obtenus, puis donne une théorie du phénomène basée sur l'hypothèse d'une modification de la couche double. Les atomes d'hydrogène sont supposés chargés positivement, cette charge positive diminuant la charge de la couche double par unité de surface. L'hydrogène semble se dissoudre d'abord dans le platine, mais, aux pressions élevées, il donne, avec le platine une combinaison stable qui possède une pression de dissociation très faible. Avant que ce composé soit formé, l'émission est proportionnelle à une certaine puissance de la pression de l'hydrogène. M. Moulin.

Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette. — **E. Bloch** (*Soc. Fr. de Physique*, 15 mai 1908). — Lenard a découvert et étudié en 1900 la propriété que possède l'air de devenir conducteur de l'électricité sous l'action de la lumière ultra-violette de courte longueur d'onde. Les ions positifs obtenus auraient une mobilité très faible de l'ordre de celle des gros ions, alors que les ions négatifs seraient de petits ions ordinaires. Il est naturel de songer à expliquer ce résultat en attribuant la conductibilité observée à l'effet Hertz sur les poussières photo-électriques en suspension dans le gaz : ces poussières se chargeraient positivement en abandonnant au gaz des corpuscules négatifs, origine des ions de même nom. Cette hypothèse, à laquelle Lenard lui-même avait songé, est celle qui est soutenue par J.-J. Thomson.

L'auteur a voulu la vérifier par des expériences directes. Il s'est servi, comme sources d'ultra-violet, d'étincelles condensées entre tiges d'aluminium et de l'arc au mercure de quartz de Heræus. Ses expériences ont été de deux sortes : dans les unes le gaz immobile, compris entre les armatures d'un condensateur plan, est soumis à la radiation à travers une fenêtre de quartz et sa conductibilité mesurée avec un électromètre Curie sensible. Dans les autres, l'air est soumis à la radiation dans une chambre spéciale et entraîné ensuite sous forme de courant gazeux dans un condensateur cylindrique où on l'étudie. Les résultats fournis par ces deux méthodes ont été concordants. Si l'air renferme des poussières, il présente un effet Lenard sensible. S'il est filtré sur coton ou débarrassé de ses poussières par le champ électrique lui-même, sa conductibilité tombe à une très faible fraction de sa valeur initiale (par exemple 1/60). Dans ces expériences, la source de radiation était placée à 5 centimètres au moins de la fenêtre de quartz. En la plaçant beaucoup plus près, les perturbations produites par l'effet Hertz ordinaire s'exerçant sur les parois de la chambre d'ionisation deviennent difficiles à écarter. Pour éviter, cependant autant que possible, l'absorption des radiations actives par l'air, les expériences ont été répétées après interposition entre la source et la chambre d'ionisation d'un tube de 5 centimètres fermé par des fenêtres de quartz et renfermant de l'hydrogène pur et sec. Les résultats ont été les mêmes. Cependant la radiation traversait toujours au moins 5 millimètres d'air.

L'auteur conclut, par conséquent, *en attribuant la plus grande partie de l'effet observé par Lenard à la présence dans l'air de particules photo-électriques.*

Le professeur J.-J. Thomson a annoncé récemment qu'il avait retrouvé l'effet Lenard sur l'air. Mais cet effet serait extrêmement faible et les radiations efficaces seraient absorbées par 3 millimètres d'air seulement. Il n'y a donc aucune contradiction entre ce résultat et les précédents, et les effets considérables observés par Lenard paraissent indépendants, en grande partie, de ceux que signale J.-J. Thomson.

L'auteur tire de ses expériences quelques conséquences relatives à l'électricité atmosphérique[1].

Sur quelques phénomènes d'ionisation produits par la neige. — **G. Constanzo** et **C. Negro** (*Jahrb. der Radioak.*, 5-120 1908). — Les auteurs font passer un courant d'air, d'abord à travers de la neige recueillie sur le sol après une chute de neige, et puis dans une chambre de déperdition. Le courant entraîne l'air emprisonné entre les flocons et dont on peut mesurer ainsi l'ionisation. Cette ionisation existe, mais est toujours faible. E. Bauer.

Les propriétés des nucléations d'eau pure. — **C. Barus** (*Amer. Journ. Science*), 25 409-412 1908). — On peut obtenir des centres de condensation en réchauffant l'air par compression. Il y en a d'autant plus que la compression est plus brusque.

L'auteur suppose que la molécule d'eau liquide est complexe et que ses constituants sont plus ou moins volatils. M. Moulin.

Remarques sur une note du prof. Homma. « Distribution de l'électricité dans l'atmosphère. » — **K. Aichy.** (*Proc. of the Tokyo Mathem. Phys. Soc.* 4 248-251 1908). — La formule donnée par le prof. Homma reliant le gradient du potentiel à la distribution des charges supposée sphérique se retrouve en supposant simplement que les charges sont réparties en couches planes, les termes qui avaient été négligés correspondant précisément à la courbure.

Le prof. Homma fait différentes hypothèses sur la répartition des charges en admettant des lois simples. En prenant les valeurs du gradient du potentiel trouvées par M. Le Cadet, on arrive à une répartition des charges très compliquée que l'on pourrait expliquer en admettant une distribution générale en couches planes et des distributions locales irrégulières. M. Moulin.

Variation diurne du gradient atmosphérique. — **D. Smirnow** (*Phys. Zeitsch.* 1908 10 557-8). — La répartition du champ terrestre peut être modifiée par la formation de couches de poussière ou d'humidité qui dimi-

1 Le mémoire détaillé relatif à ces recherches sera publié prochainement dans ce journal.

[illegible] mobilité des ions dans l'atmosphère. L'auteur se propose de montrer que l'allure de la variation diurne du [illegible] terrestre peut s'expliquer par les circonstances météorologiques qui se succèdent dans les basses couches de l'atmosphère, sans qu'il soit nul besoin d'invoquer ce qui se passe dans les hautes régions.

Au coucher du soleil, il y a refroidissement et accroissement de l'état hygrométrique, c'est-à-dire formation d'une couche d'abord très mince d'ions à faible mobilité. Les ions positifs s'accumulent au-dessus de cette couche qui leur est difficilement perméable, le champ augmente dans la couche, diminue au-dessus. Cet effet se prolonge toute la nuit, malgré les tendances à l'égalisation des potentiels par transport d'ions, à cause de l'accroissement de la couche humide. Le collecteur dénote une diminution de champ tant que la couche positive située au-dessous de lui augmente. Mais déjà avant le lever du soleil cette couche diminue par diffusion, et les indications du collecteur remontent. Mais cet effet s'accentue surtout lorsque sous l'action des rayons solaires la conductibilité à la surface du sol a repris sa valeur normale. Un maximum est atteint l'après-midi.

Un facteur important, surtout en été, ce sont les courants d'air ascendants qui, emportant avec eux une partie des charges positives accumulées durant la nuit, laissent dans les régions basses un excès de poussières chargées négativement. De là une diminution du champ au voisinage du sol, comme on l'a constaté par des expériences comparatives faites au sommet et au pied de la Tour Eiffel.

Enfin l'action directe du rayonnement solaire produit des charges négatives dans la haute atmosphère, diminue les charges positives des couches moyennes, et diminue le champ au voisinage du sol. Cet effet, peu visible sur les courbes diurnes, ressort nettement des moyennes annuelles.

Léon Bloch.

Technique

Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X. — **R. Ham** (*Amer. Phys. Soc. Chicago*; Résumé *Phys. Rev.*, **26**-200-1908). — L'auteur a examiné à l'aide d'un électroscope la distribution de l'énergie ionisante autour des tubes de Crookes pour vérifier si cette distribution est uniforme, comme dans le cas où l'on emploie une méthode photographique ou de fluorescence. Dans le plan déterminé par l'axe de la cathode et la normale à l'anticathode, il trouve de grandes variations, l'énergie suivant la normale étant environ moitié de l'énergie émise suivant une direction faisant un angle de 60 degrés avec cette normale, direction pour laquelle elle passe par un maximum.

L'auteur observe également des variations dans le plan normal au précédent et passant par la normale à l'anticathode.

M. Moulin.

Effet de redressement dans un tube à vide. — **Henry A. Perkins** (*Amer. Journ. Science*, **25**-485-492-1908). — Un long tube électrique vide à 0,5 millimètre de pression est muni, à ses extrémités, d'électrodes qui sont reliées à un galvanomètre. Un anneau métallique, relié à l'une des bornes d'un transformateur donnant 2000 volts dont l'autre borne est au sol, peut se déplacer sur le tube. Le primaire de ce transformateur est alimenté par le courant alternatif du secteur. Quand l'anneau se trouve au voisinage de l'une des électrodes, le galvanomètre n'indique sensiblement aucun courant, quand on déplace l'anneau sur le tube, un courant traverse le galvanomètre; ce courant augmente et passe par un maximum puis s'annule quand l'anneau se trouve au milieu du tube, il s'inverse ensuite et l'on retrouve un maximum symétrique du précédent. L'électrode positive du tube est celle qui est située le plus près de l'anneau.

Suit un essai d'interprétation théorique. La différence des mobilités des ions des deux signes explique l'effet de redressement.

M. Moulin.

Nouvelle méthode électrostatique pour la mesure de petites quantités d'électricité. — **A. Einstein** (*Phys. Zeitsch.*, **9**-1908-216-A.). — Les électromètres les plus sensibles sont actionnés par l'énergie électrique même qu'ils sont chargés de mesurer. On peut concevoir un dispositif multiplicateur, analogue à une machine à influence, où les charges à mesurer seraient grandies dans un rapport aussi grand qu'on le veut par le travail d'un disque tournant. On obtiendrait ainsi une sensibilité aussi grande qu'on veut dans chaque cas. M. Einstein se contente d'indiquer le principe d'une semblable méthode.

Léon Bloch.

Capacité variable. — **C. Cossar** (*Description d'après l'appareil*). — Le condensateur se compose de deux séries de lames qui peuvent pénétrer les unes entre les autres. L'une des séries de lames est fixe, l'autre est mobile et peut être déplacée au moyen du bouton placé à la partie supérieure de l'appareil. Ce bouton entraine dans son mouvement un index qui se meut sur un cadran divisé.

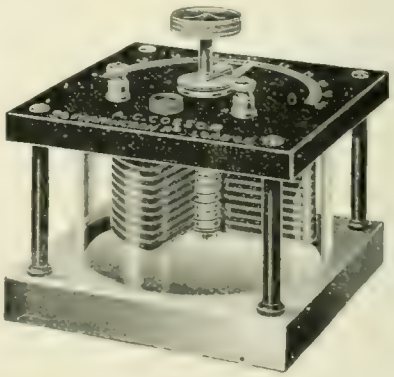


Fig. 1.

Les lames sont solidement fixées entre elles pour éviter toute déformation possible. Elles sont enfermées dans un cylindre en verre. L'axe qui porte les lames mobiles est convenablement isolé au moyen d'un bouchon isolant. — Le diélectrique entre les lames peut être l'air ou une huile isolante. — Dans le cas où le diélectrique est l'huile la capacité maximum du condensateur est de 0,005 microfarad. Dans certains modèles elle peut atteindre 0,008 microfarad. Ces condensateurs peuvent être employés pour les recherches de laboratoire; ils conviennent également pour la télégraphie sans fil.

Sur un électromètre à binants à aiguille et à miroir. — **F. Dolezalek** (*Ann. der Phys.*, IV **26**-512-1908). — L'électromètre à quadrants présente, d'après l'auteur, de graves inconvénients : D'abord, même lorsque le potentiel de l'aiguille est très élevé les déviations ne sont pas proportionnelles à la différence de potentiel des quadrants; de plus il n'est pas possible de faire varier entre de larges limites la sensibilité d'un instrument

donné, sans toucher au fil de suspension, en changeant simplement le potentiel de l'aiguille, car, lorsque celui-ci est trop faible les déviations sont si dissymétriques que l'instrument devient inutilisable. Enfin la sensibilité ne croît pas proportionnellement au potentiel de l'aiguille, elle passe par un maximum pour quelques centaines de volts, et diminue ensuite [1]. Pierre Curie et

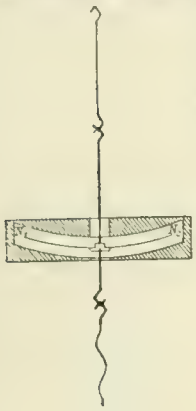


Fig. 1.

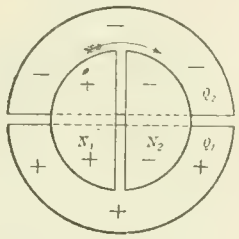


Fig. 2.

M. Blondlot ont proposé un autre type d'électromètre qui n'est pas soumis aux mêmes inconvénients [2]. C'est cet électromètre qu'a repris M. Dolezalek et qu'il appelle « électromètre à binants ». Les instruments sont construits par G. Bartels à Gottingen.

La boîte, au lieu de se composer de quatre quadrants, est divisée simplement en deux demi-cercles identiques, deux binants Q_1 Q_2 (fig. 2). L'aiguille est un disque d'aluminium très mince, séparé en deux parties A_1, A_2 isolées (?) l'une de l'autre, et chargées à des potentiels égaux et opposés. Pour empêcher l'aiguille de venir se coller à la boîte (comme cela arrive avec l'électromètre à quadrants, lorsque le potentiel de charge est grand), l'aiguille et les surfaces internes de la boîte ont la forme de calottes sphériques concentriques dont le centre est au point de suspension de l'aiguille (fig. 1), ce qui empêche les oscillations de l'aiguille de la rapprocher de la boîte, et permet d'employer des potentiels de charge très élevés. Un des demi-disques N_1 est chargé par le fil de suspension, l'autre N_2 par un fil de platine très fin tordu en spirale et qui pend vers le bas (analogue aux fils inférieurs des galvanomètres à cadre mobile).

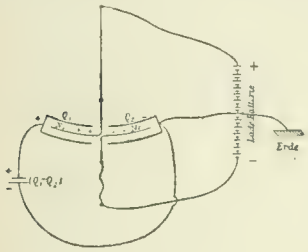


Fig. 3.

Le montage de l'appareil est représenté figure 3. Une théorie élémentaire de l'instrument donne la relation :

$$\alpha = \text{Const.}\, N(Q_1 - Q_2)$$

α étant l'angle de torsion, $+N$ et $-N$, les potentiels des deux parties de l'aiguille, Q_1 et Q_2 ceux des binants. Cette formule a un degré de rigueur supérieur à celui de la formule : $\alpha = \text{Const.}\,(Q_1 - Q_2)\left\{\frac{N - Q_1 + Q_2}{2}\right\}$ relative à l'électromètre ordinaire. Les couples directeurs électriques sont extrêmement faibles dans le nouvel appareil. La comparaison montre l'avantage du type à binants sur le type à quadrants. Les déviations sont proportionnelles à la différence $Q_1 - Q_2$ quelle que soit la valeur de N. De plus la symétrie de l'appareil nouveau permet d'éliminer en grande partie les perturbations dues aux différences de potentiel de contact.

M. Dolezalek a fait construire un instrument industriel à aiguille, donnant 3°,5 de déviation par volt, l'aiguille étant chargée à $\pm$ 80 volts, et la période d'oscillation étant de 7 sec. Les déviations sont proportionnelles à 1/2 pour 100 près (fig. 4).

Si l'on s'en sert par la méthode idiostatique pour des

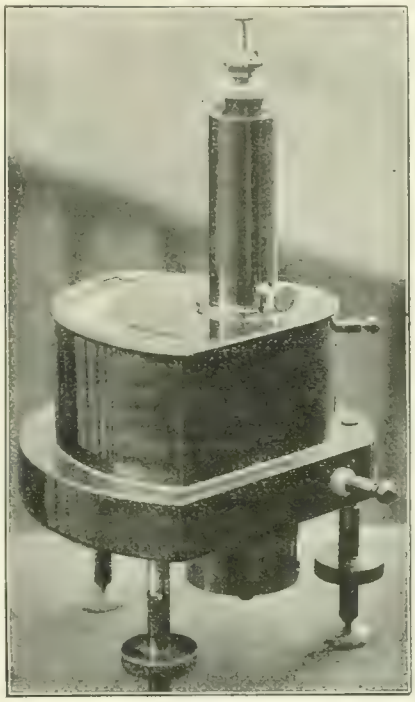


Fig. 4.

mesures de potentiels alternatifs, la proportionnalité est moins bonne 1 1/2 pour 100 environ.

L'instrument de laboratoire à miroir présente les mêmes avantages. Les mesures peuvent se faire aisément à 0,2 pour 100 près.

En changeant le potentiel de l'aiguille on peut mesurer à volonté, avec le même instrument, des différences de potentiel de 100 volts ou de quelques millivolts.

La courbe de variation de la sensibilité avec le potentiel de charge est reproduite sur la figure 5. La courbe du bas est relative à l'électromètre Dolezalek à quadrants. La sensibilité extrême obtenue a été de 10 millimètres par millivolt, mais la période d'oscillation était incommode.

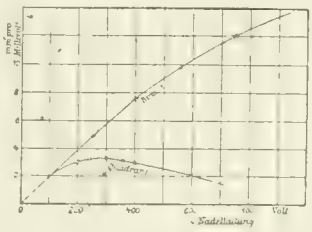


Fig. 5.

La sensibilité au potentiel d'un électromètre à binants est deux fois plus grande que celle d'un électromètre à quadrants de mêmes dimen-

1. Ceci est vrai pour l'électromètre Dolezalek et les électromètres à couple directeur d'Hopkinson positif, pour l'électromètre Curie la sensibilité devient infinie vers 100 volts. Cf. Mouton. L'électromètre à quadrants, *le Radium* 4-145-1907.

2. P. Curie, *Lum. Electrique*, 22-148 1886. Curie et Blondlot, *Journal de Physique*, 2e série 8-60 1889; l'appareil a été construit par Ducretet.

[illegible] tant que celui-ci [illegible] 200 volts [illegible] sa capacité est double. Au [illegible] 200 volts l'instrument [illegible] est bien supérieur. [illegible] déterminé les causes perturbatrices dans l'électromètre [illegible]. M. Dolezalek fait l'expérience suivante : Au fond d'une cuve en ébonite, on fixe des lames de laiton représentant l'aiguille et les quadrants, on verse dans la cuve de l'essence de térébenthine tenant en suspension des cristaux de sulfate de quinine. Quand on charge les lames de laiton, les cristaux s'orientent dans le champ le long des lignes de force. On voit ainsi que les lignes qui partent des bords de l'aiguille se dispersent en éventail avant d'arriver aux quadrants. Quand le potentiel de l'aiguille augmente, l'influence des régions où les lignes de forces ne sont pas perpendiculaires aux plateaux augmente également, et quand l'aiguille dévie, leur position devient dissymétrique par rapport aux quadrants.

Au contraire dans le cas de l'électromètre à binants, comme les deux moitiés de l'aiguille sont chargées à des potentiels égaux et opposés, les lignes de force qui partent des bords prennent une forte courbure, et viennent se perdre dans les parties voisines de l'autre moitié de l'aiguille. Les régions troublées sont donc bien moins étendues et moins importantes. De plus, à l'état d'équilibre, la fente de l'aiguille et la fente qui sépare les binants sont à 90° l'une de l'autre, tandis que dans l'électromètre ordinaire l'angle des bord de l'aiguille avec les bords des quadrants est de 45° seulement. E. Bauer.

REVUE DES LIVRES

Müller Pouillets. *Lehrbuch der Physik*, t. II. *Lumière rayonnante optique*, par **Otto Lummer**. 1er fascicule, 880 pages (Vieweg. Braunschweig, 1907).

Dans la dixième édition allemande du traité de physique de Pouillet qui est actuellement en cours de publication et où, selon la méthode allemande, chaque partie de la physique est confiée à un spécialiste, l'optique, la science de l'énergie rayonnante, est traitée d'une façon extrêmement remarquable par O. Lummer. D'un bout à l'autre du premier fascicule qui seul a paru jusqu'ici (optique géométrique, dispersion, interférences, diffraction, polarisation, double réfraction), l'exposition est à la fois très élémentaire et très approfondie au point de vue des faits expérimentaux et de la représentation physique des phénomènes. L'appareil mathématique est très restreint et les calculs [illegible] pour être compris par un élève de nos lycées.

Deux sujets en particulier sont traités par M. Lummer d'une façon absolument magistrale : d'abord l'optique géométrique [illegible] *formation des images* (Abbildungslehre), puis l'analyse spectrale (étude expérimentale [illegible]).

L'exposition de la théorie de la formation des images est faite suivant les idées de Abbe, mais diffère beaucoup [illegible] M. Lummer [illegible] l'optique géométrique. Dans le langage de la théorie des ondes et à [illegible] principe d'Huyghens, le [illegible] de l'existence de [illegible] les différents [illegible] l'esprit l'idée que les lois tirées de l'optique géométrique ne peuvent être appliquées aux phénomènes qui se passent dans la nature que lorsqu'elles sont confirmées par la théorie physique de la lumière » (page 7). On voit que, dès le premier chapitre (nature et propagation de la lumière, photométrie), M. Lummer se place à un point de vue nettement physique.

Dans ce chapitre, on peut encore noter l'exposé clair des méthodes de détermination de la vitesse de la lumière dans les différents milieux et des méthodes de photométrie (photomètre de Lummer Brodhun — tableau comparatif du rendement des différentes sources lumineuses).

Les deux chapitres suivants : réflexion et réfraction par les surfaces planes et les surfaces sphériques (systèmes centrés), ressemblent davantage aux chapitres correspondants des traités classiques.

Le chapitre IV traite de la dispersion : l'exposition, tout en restant élémentaire, est très moderne. Les appareils décrits sont ceux qui sont fabriqués actuellement par les maisons allemandes (spectromètres de von Lang, d'Abbe, etc. ; réfractomètres de Pulfrich, Abbe, etc.). Les données numériques sont nombreuses et précises. La fin du chapitre est consacrée à la dispersion anomale (expériences de Le Roux, Kundt, Wood).

Le chapitre V, un des plus beaux de l'ouvrage, traite de la formation des images au point de vue de la théorie des ondes : éléments de la théorie des ondes, principe d'Huyghens, théorème de Fermat, surface d'onde, phénomènes de diffraction, validité de l'optique géométrique, formation des images des objets lumineux par eux-mêmes et des objets éclairés (nichtselbsleuchtend).

Le reste de l'optique géométrique (aberration, limitation des faisceaux, instruments d'optique) est exposé avec une grande netteté suivant les idées d'Abbe. Il faut noter, en particulier, les pages consacrées à la théorie physique de la formation des images dans le microscope (chap. IX) et à sa vérification expérimentale.

Dans le chapitre XI relatif à l'analyse spectrale et aux lois du rayonnement, l'auteur se place résolument au point de vue expérimental. Il lui suffit d'indiquer l'existence des démonstrations *a priori* des lois de Kirchoff, Stefan, Planck, etc. Tout son effort consiste à montrer comment se font les expériences sur le rayonnement et quels sont les résultats qu'elles ont donnés; on sait que nul plus que lui n'était capable de le faire. Les données expérimentales sur les bolomètres, les corps noirs, sur la répartition de l'énergie dans les spectres sont d'une précision extrême. Le texte est accompagné de figures nombreuses et claires, qui reproduisent en particulier toute une série de photographies d'appareils et d'installations entières. M. Lummer s'occupe également des conséquences pratiques des lois théoriques et montre dans quel sens doit s'orienter l'industrie de l'éclairage. La fin du chapitre est consacrée aux spectres des gaz et des vapeurs : raies spectrales, distribution de raies dans le spectre, renversement des raies, spectre solaire, théories du soleil (Kirchhoff, Julius), etc. Un chapitre spécial traite de la fluorescence, de la phosphorescence et de la photochimie (photographie).

Pour ce qui est de l'optique physique, je me contenterai de dire que l'exposé de M. Lummer est tout à fait au courant des travaux récents. Les recherches de Michelson, Pérot et Fabry, Lummer et Gehrcke tiennent la place qui leur est due. A propos de la double réfraction, les expériences de réfraction conique sont interprétées d'une façon nouvelle, d'après les travaux de W. Voigt. **E. Bauer.**

Imprimerie Frantz Aper. (62.201). — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 7. — Juillet 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Spectre de l'émanation du radium (E. Rutherford et T. Royds) 200

Hélium et radioactivité dans les minéraux rares et communs (J. Strutt) 202

Détermination du poids moléculaire de l'émanation du radium par comparaison de son coefficient de diffusion avec celui de la vapeur de mercure (P. B. Perkins) . 214

Absorption des rayons β de quelques éléments radioactifs (O. Hahn et Lise Meitner) 215

Sur la distribution du rayonnement des corps radioactifs (H. Greinacher) 216

Recherches de l'hélium dans les minerais contenant de l'uranium (M. F. Bordas) . . 217

Électronique

Sur les électrons positifs (Jean Becquerel) 195

La nature des rayons γ et des rayons X (W. H. Bragg) 215

Le phénomène de Zeeman et le second principe de la Thermodynamique (O. M. Corbino) . . . 217

Variation de résistance des métaux dans le champ magnétique (N. Dagostino) 218

Sur la résistance électrique de la matière en mouvement (F. V. Trouton et A. O. Rankine) 218

Radiations

Sur les indices de réfraction du protoxyde d'azote, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique gazeux (C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe) . . 218

Sur la dispersion du mercure, du soufre, du phosphore gazeux et de l'hélium (C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe) 218

L'indice de réfraction et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium (W. Burton) 219

Étude spectroscopique des flammes de diverses natures (MM. G. A. Hemsalech et C. de Watteville) . . 219

Sur les spectres de flamme du fer (MM. G. A. Hemsalech et C. de Watteville) 220

Sur la présence des raies d'étincelle dans le spectre de l'arc (MM. Ch. Fabry et H. Buisson) . . . 220

Ionisation

Recherches sur les gaz ionisés (A. Blanc) 211

Effet de l'hydrogène sur l'émission d'électricité négative par le platine chaud (H. A. Wilson) . . . 220

Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultraviolette (E. Bloch) 221

Sur quelques phénomènes d'ionisation produits par la neige (G. Costanzo et C. Nicola) 221

Les propriétés des nucléations d'eau pure (C. Barus) 221

Remarques sur une note du prof. Homma « Distribution de l'électricité dans l'atmosphère » (K. Aichi) . . 221

Variation diurne du gradient atmosphérique (D. Sarasin) 221

Technique

Distribution de l'énergie émise autour des tubes à rayons X (R. Hahn) 222

Effet de redressement dans un tube à vide (Henry A. Perkins) 222

Nouvelle méthode électrostatique pour la mesure de petites quantités d'électricité (A. Einstein) 222

Capacité variable (C. Cossar) 222

Sur un électromètre à binants, à aiguille et à miroir (F. Dolezalek) 222

REVUE DES LIVRES

Müller-Pouillets (Otto-Lummer) 224

Sommaire par noms d'auteurs

Aichi (K.) :

Remarques sur une note du prof. Homma. « Distribution de l'électricité dans l'atmosphère » . . . 221

Barus (C.)

Les propriétés des nucléations d'eau pure . . . 221

[illegible]
Sur les électrons positifs 195
Blanc (A.) :
Rechreches sur les gaz ionisés 211
Bloch (E.)
Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette. 221
[illegible]
[illegible] de l'hélium dans les minerais contenant de l'uranium 217
[illegible]
La nature des rayons γ et des rayons X. 215
[illegible]
[illegible] et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium. 219
[illegible]
Sur quelques phénomènes d'ionisation produits par la neige . . . 221
[illegible]
Le phénomène de Zeeman et le second principe de la Thermodynamique . 217
Cossar (C.) :
Capacité variable 225
[illegible] et Parr Metcalfe (E.)
Sur les indices de réfraction du protoxyde d'azote, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique gazeux. 218
[illegible] et Parr Metcalfe
Sur la dispersion du mercure, du soufre, du phosphore gazeux et de l'hélium 218
Dagostino (N.) :
Variation de résistance des métaux dans le champ magnétique . 218
[illegible]
Sur un électromètre à binants à aiguille et à miroir. 222
Einstein (A.) :
Nouvelle méthode électrostatique pour la mesure de petites quantités d'électricité 222
[illegible] et Buisson (H.)
Sur la présence des raies d'étincelle dans le spectre de [illegible] 220
Greinacher (H.)
Sur la distribution du rayonnement des corps radioactifs. 216
Ham (R.) :
[illegible] autour des tubes à [illegible] X 222
Hahn (O.) et Lise Meitner :
[illegible] des rayons β de quelques éléments radioactifs 215
Hemsalech (G. A.) et de Watteville (C.) :
[illegible] des flammes de diverses natures. 219
Hemsalech (G. A.) et de Watteville (C.) :
Sur les spectres de flamme du fer. 220
Lummer (Otto) :
Muller Pouillets 224
Perkins (P.-B.) :
Détermination du poids moléculaire de l'émanation du radium par comparaison de son coefficient de diffusion avec celui de la vapeur de mercure . . 214
Perkins (Henry A.) :
Effet de redressement dans un tube à vide 222
Rutherford (E.) et Royds (T.) :
Spectre de l'émanation du radium 200
Smirnow (D.) :
Variation diurne du gradient atmosphérique 221
Strutt (R. J.) :
Hélium et radioactivité dans les minéraux rares et communs 202
Trouton (F. V.) et Rankine (A. O.)
Sur la résistance électrique de la matière en mouvement 218
Wilson (H. A.) :
L'effet de l'hydrogène sur l'émission d'électricité négative par le platine chaud. 220

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Notice sur les travaux de Lord Kelvin (Extrait des *Proceedings of the Royal Society*).

Sur la véritable cause du dédoublement de la courbe de désactivation des conducteurs recouverts d'une couche diélectrique et radioactivés avec charge. — E. Sarazin et I. Tommasina (Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences*).

Sull' Azione dei Sali radioattivi di uranio e di torio nella vegetazione. — C. Acqua.

Ueber das Mesothorium. — O. Hahn (Extrait du *Physik. Zeitschr.*).

Ueber die spektrale Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen in Wasserstoff — J. Stark et W. Stenbing (Extrait de la *Königl. Preussischen Akademie der Wissenschaften*).

Ueber die Spektra des Sauerstoffs (Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen — J. Stark (Extrait de la *Königl. Preussischen Akademie der Wissenschaften*).

SOMMAIRE DU N° DE JUIN 1908

Mémoires originaux

R. B. Moore. — Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau.

J. Chaudier. — Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes.

M. Ponchon. — Sur les conductibilités des sel dans les acides.

Th. Wulf. — Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique. — Radiations. — Phosphorescence. — Ionisation. — Technique.

Revue des Livres

W. Louguinine et A. Schukarew. — E. Bichat et R. Blondlot. — B. Szilard. — P. Duhem. — P. Stroobant.

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes températures sur l'émanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Étude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densité du courant et de la pression dans différents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction électro-magnétique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques propriétés des rayons α émis par le Radium et par les corps activés par l'émanation du Radium.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux (plusieurs mémoires).
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Etudes expérimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du radium.
J.-J. Thomson. — Sur les rayons d'électricité positive.
P. Villard. — Les rayons cathodiques dans le champ magnétique.
R. Wood. — Fluorescence et pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium.
P. Zeeman. — Progrès récents en magnéto-optique.
M. P. Zeeman. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique.

RADIATIONS

C. Chéneveau. — Sur la réfraction et la dispersion des corps à l'état dissous.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon PARIS

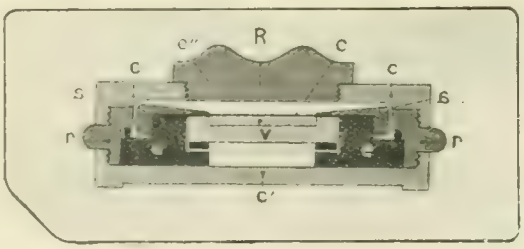
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

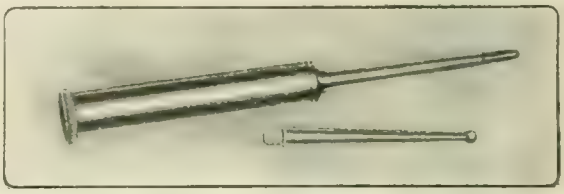
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE CHIMIQUE DE LISE A ÉCRAN.

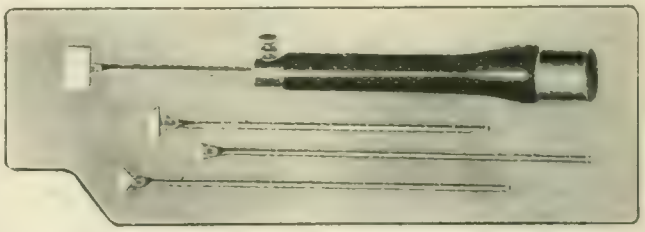
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

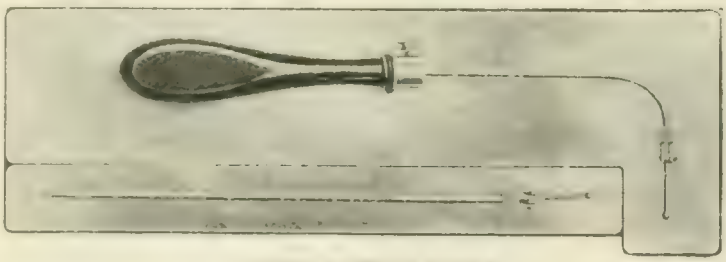
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique. Technique médicale, affections internes.



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

Même disposition que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre[1]

Par Mme CURIE et Mlle GLEDITSCH

Faculté des Sciences de Paris. Laboratoire de physique

MM. Ramsay et Cameron ont annoncé, il y a un an, dans diverses publications, qu'ils avaient observé la production de métaux alcalins et de lithium dans les solutions de sels de cuivre soumises à l'action de l'émanation du radium. Ils ont conclu qu'en présence de l'émanation le métal cuivre éprouve une *dégradation* en éléments de la même famille et de poids atomique inférieur : potassium, sodium, lithium[2].

Ces résultats importants ont vivement attiré l'attention et il paraissait désirable de les reproduire dans les laboratoires qui possèdent une quantité suffisante de radium.

Voici en quoi consiste l'expérience :

Une solution de sel de cuivre (sulfate ou azotate) est placée dans un petit ballon de verre dans lequel on introduit une forte quantité d'émanation qu'on laisse s'y détruire spontanément. Ensuite on sépare le cuivre; la solution restante est évaporée à sec, et l'on examine le résidu. Les mêmes opérations sont effectuées avec une solution du même sel de cuivre qui n'a pas subi l'action de l'émanation. Les expériences ont été répétées plusieurs fois. Le résidu consiste surtout en sel de sodium (avec un peu de K et de Ca); dans les quatre expériences décrites, où l'on a fait agir l'émanation, la présence du lithium est observée à l'aide du spectroscope; dans les expériences témoins, le résidu est notablement inférieur, et l'on ne constate pas la présence de lithium. MM. Ramsay et Cameron ont fait un essai de détermination de la quantité de lithium observée, et ils indiquent la présence d'environ $0^{mg},00017$ de lithium dans le résidu qui pèse $1^{mg},67$ pour $0^{g},27$ de cuivre employé ($0^{g},815$ d'azotate de cuivre), tandis que dans l'expérience témoin correspondante le résidu est seulement de $0^{mg},79$[3].

Nous avons cherché à reproduire l'expérience dans des conditions de sécurité aussi grandes que possible. L'expérience est, en effet, délicate et comporte plusieurs causes d'erreur dont la principale est l'emploi d'un vase de verre, ainsi que M. Ramsay l'a fait remarquer lui-même.

Nos expériences préliminaires ont montré qu'il est extrêmement difficile d'avoir des produits chimiques exempts de lithium.

On en trouve dans l'eau distillée, dans presque tous les réactifs; si un réactif n'en contient pas et qu'on le laisse séjourner dans un vase de verre, il en contient des traces après quelque temps. L'expérience suivante a été faite : l'eau qui a été distillée dans un alambic en platine et conservée dans une bouteille de platine ne laisse aucun résidu visible après évaporation de 250^{cm3} dans une capsule de platine, et la dernière goutte résultant de la concentration ne donne pas le spectre du lithium. Mais si de l'eau obtenue de la même manière est conservée dans un flacon de verre pendant 24 heures, on peut constater après évaporation l'existence d'un petit résidu constitué principalement par un sel de sodium, mais contenant aussi une trace de lithium.

Il nous a paru indispensable de remplacer le verre par une autre matière. Nous avons constaté qu'il était également dangereux d'employer le quartz, matière que M. Ramsay emploie actuellement, parce que les vases de quartz du commerce contiennent du lithium. Nous avons traité par de l'acide fluorhydrique exempt de lithium un débris d'une capsule de quartz opaque et un morceau d'un tube de quartz transparent; dans le résidu, on pouvait constater la présence de lithium en proportion notable; le quartz transparent en contient bien plus que le quartz opaque. Nous avons alors pris la décision d'employer des vases de platine.

L'appareil qui nous a servi se compose d'un réci-

1. Note présentée à l'Académie des sciences de Paris le 10 août 1908.

2. *Nature*, juillet 1907. — *Chem. Soc.*, septembre 1907. — *Comptes rendus*, 1908. — *Archives de Genève*, avril 1908. — *Le Radium*, 1907.

3. Cette quantité de lithium métallique ne correspond pas à la teneur indiquée par le mélange de sels de sodium et de lithium qui a servi pour la comparaison et il doit y avoir une erreur de rédaction que nous n'avons pas pu préciser.

pient cylindrique en platine placé horizontalement, [illegible] 7[illegible],5 de longueur, 1[illegible],5 de diamètre extérieur; ce récipient porte à une extrémité un petit tube de platine vertical, par lequel on peut introduire la solution. Le petit tube reçoit un couvercle de platine qui protège la solution, mais ne constitue pas une fermeture étanche. Un tube de verre est soudé extérieurement sur le tube de platine; il est muni d'une tubulure latérale à robinet. La solution est introduite dans l'appareil au moyen d'un siphon de platine; elle est retirée par le même procédé et ne se trouve à aucun moment en contact avec le verre de l'appareil.

L'eau et les acides nécessaires pour l'expérience ont été redistillés dans un alambic de platine et conservés dans des bouteilles de platine; nous avions constaté en effet que tous ces réactifs contenaient du lithium, surtout l'acide sulfurique. Après le traitement de purification, on ne pouvait plus constater la présence du lithium dans le résidu d'évaporation de 80^{cm^3} d'acide azotique, de 25^{cm^3} d'acide sulfurique, de 25^{cm^3} d'acide fluorhydrique et de 250^{cm^3} d'eau.

Ainsi que M. Ramsay l'a fait remarquer, les sels de cuivre purs du commerce contiennent des quantités notables de lithium.

Nous avons essayé différents procédés de purification : précipitation répétée par l'hydrogène sulfuré, dépôt de cuivre par l'électrolyse, cristallisation fractionnée; nous avons finalement employé du sulfate de cuivre qui avait subi un grand nombre de cristallisations dans une capsule de platine, la dissolution étant chaque fois faite avec de l'eau pure. Ce traitement est d'abord très efficace, mais il est au contraire très difficile, sinon impossible, d'enlever les dernières traces de lithium. Quand la purification a été arrêtée, on pouvait avec beaucoup de peine découvrir le lithium dans le résidu de traitement de 50 gr. de cuivre, mais on ne pouvait plus du tout constater sa présence dans le résidu de traitement de 2 gr. de sel.

L'émanation était fournie par une solution qui contenait $0^g,19$ de radium ($0^g,25$ $RaCl^2$). Elle était d'abord condensée dans un serpentin plongé dans l'air liquide, puis aspirée dans l'appareil d'expérience. Pour connaître avec certitude la quantité d'émanation introduite, nous mesurions le rayonnement pénétrant de l'appareil par comparaison avec celui d'une ampoule contenant une quantité de radium connue. Pour cette mesure, on employait un condensateur à plateaux de grandes dimensions spécialement construit.

Deux expériences en tout point analogues ont été effectuées. On introduisait dans l'appareil environ 7^{cm^3} de solution de sulfate de cuivre pur; ce liquide présentait une grande surface libre relativement à son volume. On fermait l'appareil à la lampe. L'émanation était introduite à plusieurs reprises, pour assurer [illegible] de dissolution, on agitait la solution en inclinant l'appareil placé dans la glace fondante; cette opération était renouvelée fréquemment. Les poids de métal cuivre employés étaient $0^g,26$ et $0^g,14$. La quantité d'émanation introduite en tout était mesurée dans les deux cas par l'émanation saturée de $0^g,37$ de radium; la quantité d'émanation qui s'était effectivement détruite dans l'appareil était un peu inférieure; elle était mesurée par l'émanation saturée de $0^g,27$ Ra. Quand l'expérience est considérée comme terminée, on transporte la solution de l'appareil d'expérience dans un creuset de platine, et on l'additionne de quelques gouttes d'acide azotique. Dans ce même creuset, on introduit une électrode de platine sur laquelle on fait déposer le cuivre. La solution privée de cuivre est évaporée à sec dans le creuset et chauffée juste assez pour chasser l'acide sulfurique; le résidu est dissous dans quelques gouttes d'eau et traité par l'hydrogène sulfuré pour enlever les traces de cuivre encore présentes. Le liquide, filtré à l'aide d'un petit entonnoir de platine, est recueilli sur un couvercle de platine de poids connu et évaporé à sec à température très modérée. Le résidu très faible est pesé.

On soumet au même traitement 7^{cm^3} d'une solution de sulfate de cuivre pur qui n'a pas subi l'action de l'émanation. Les résidus finalement obtenus sont examinés au spectroscope. Leurs poids étaient $0^g,0004$ et $0^g,0005$ pour les expériences directes et $0^g,0005$ et $0^g,0002$ pour les expériences témoins.

On peut remarquer que la quantité de cuivre employée est voisine de celle employée par M. Ramsay. La quantité d'émanation utilisée est aussi approximativement la même ($1^{mm^3},85$ d'émanation suivant la base d'évaluation de M. Ramsay). Toutefois le résidu finalement obtenu est beaucoup plus faible.

L'examen spectroscopique a montré que ce résidu contient principalement du sodium et un peu de potassium; la présence de lithium n'a pas pu être constatée. Une expérience faite avec des mélanges de sulfates de sodium et de lithium a montré qu'on peut encore, bien qu'avec peine, constater la présence de la raie rouge du lithium avec un mélange qui contient 10000 parties de SO^4Na^2 pour une partie de SO^4Li^2, et qu'il est facile de voir cette même raie avec un mélange contenant 3000 parties SO^4Na^2 pour une partie SO^4Li^2. Par suite, la quantité de métal lithium qui pouvait être présente était inférieure à $0^g,6.10^{-4}$.

Avec les mêmes quantités de cuivre et d'émanation MM. Ramsay et Cameron indiquent la présence de $1^{mg},7.10^{-4}$ de lithium. Si par suite d'une erreur de rédaction, ce chiffre représente du chlorure de lithium, la quantité de métal lithium serait encore égale à 5×10^{-4}.

Le résidu que nous obtenons est dans tous les cas beaucoup plus faible que celui obtenu par MM. Ramsay et Cameron, et ceci résulte probablement de la

suppression de l'emploi du verre. La différence des poids des résidus obtenus par nous dans les expériences directes et dans les expériences témoins est très faible ($0^{mg},1$ à $0^{mg},3$); elle s'explique probablement par le fait que, dans l'expérience faite avec l'émanation, la rentrée de celle-ci peut amener l'introduction de traces de matières étrangères. Dans l'expérience la plus complète de MM. Ramsay et Cameron cette même différence est $0^{mg},88$ et nous pensons qu'elle peut être attribuée à l'attaque plus énergique du verre par la solution en présence de l'émanation.

L'expérience de contrôle suivante a été faite :

Dans une solution de sulfate de cuivre contenant $0^{g},27$ de cuivre, nous avons introduit une quantité de sulfate de lithium correspondant à $1^{g},7.10^{-4}$ de LiCl; cette solution a ensuite été traitée de la même manière que dans les expériences précédemment décrites. Avec le résidu finalement obtenu, il était très facile d'apercevoir la raie rouge du lithium, ce qui prouve que le lithium n'a pas été perdu au cours du traitement.

En résumé, nous pouvons dire que nous n'avons pas réussi à confirmer les expériences de MM. Ramsay et Cameron. Il nous est évidemment impossible d'affirmer qu'il ne s'est formé dans l'expérience aucune trace de sodium ou lithium; nous pensons toutefois que le fait de la formation de ces éléments ne peut pas être considéré comme établi.

20 août 1908.

Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares

aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène

Par Jean BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES

Laboratoire de physique de l'Université de Leyde

§ 1. ***Avant-propos.*** — L'un de nous[1] a précédemment étudié les phénomènes magnéto-optiques dans divers composés de terres rares, ainsi que l'influence des variations de température sur l'absorption : ces recherches ont permis d'acquérir des données nouvelles sur la nature, les mouvements, le nombre des électrons qui produisent l'absorption sélective : ces résultats obtenus à la température de l'air liquide ont montré quel intérêt s'attache à l'optique des basses températures. L'agitation thermique des molécules et les chocs qui en sont la conséquence sont, en effet, des causes de perturbation des mouvements intra-atomiques : aussi, pour étudier dans des conditions favorables les vibrations produites et entretenues par la lumière, est-il fort important de réduire par le refroidissement les mouvements thermiques.

Il était donc nécessaire de poursuivre les recherches jusqu'aux températures que l'on peut obtenir au moyen de l'hydrogène liquide, températures qui semblent particulièrement aptes[2] à révéler les actions s'exerçant entre la matière pondérable et les électrons.

1. Jean Becquerel. *Le Radium*, 4, n° 2, p. 49; n° 5, p. 107; n° 9, p. 328; n° 11, p. 385, 1907; 5, n° 1, p. 5, 1908.

2. H. Kamerlingh Onnes. The importance of accurate measurements at very low temperatures. *Comm. phys. lab. Leiden*, suppl. n° 9, p. 25, sqq., 1904.

Le spectrographe qui avait été employé, à Paris, au laboratoire de physique du Muséum, a été transporté au laboratoire cryogène de l'Université de Leyde. Avec cet appareil, dont la description a été précédemment donnée[1], nous avons obtenu environ trois cents clichés représentant les divers phénomènes observés. L'étude détaillée de ces photographies sera assez longue, et nous nous bornerons pour l'instant, à donner un premier aperçu de l'ensemble des phénomènes et à indiquer les faits nouveaux qui, à première vue, frappent l'attention.

§ 2. ***Dispositif.*** — Le dispositif expérimental est le même pour l'étude de l'absorption avec ou sans champ magnétique. Les lames cristallines, enchâssées et maintenues avec de la cire dans une petite lame de platine a_1 (a_2, a_3 fig. 3[a] et fig. 3[b]) à l'extrémité d'une tige de verre a_1, sont placées à l'intérieur d'un tube à enceinte de vide non argenté b (fig. 2, fig. 3[a]). Ce tube, dans lequel on verse de l'hydrogène liquide, est entouré d'un autre tube c, à double paroi, renfermant de l'air liquide, et il s'appuie sur ce second tube par l'intermédiaire de trois pièces de liège b_3. L'ensemble des deux tubes possède une partie étroite qui pénètre entre les pôles, distants de 8 millimètres,

1. *Le Radium*, 4, p. 49 et p. 551.

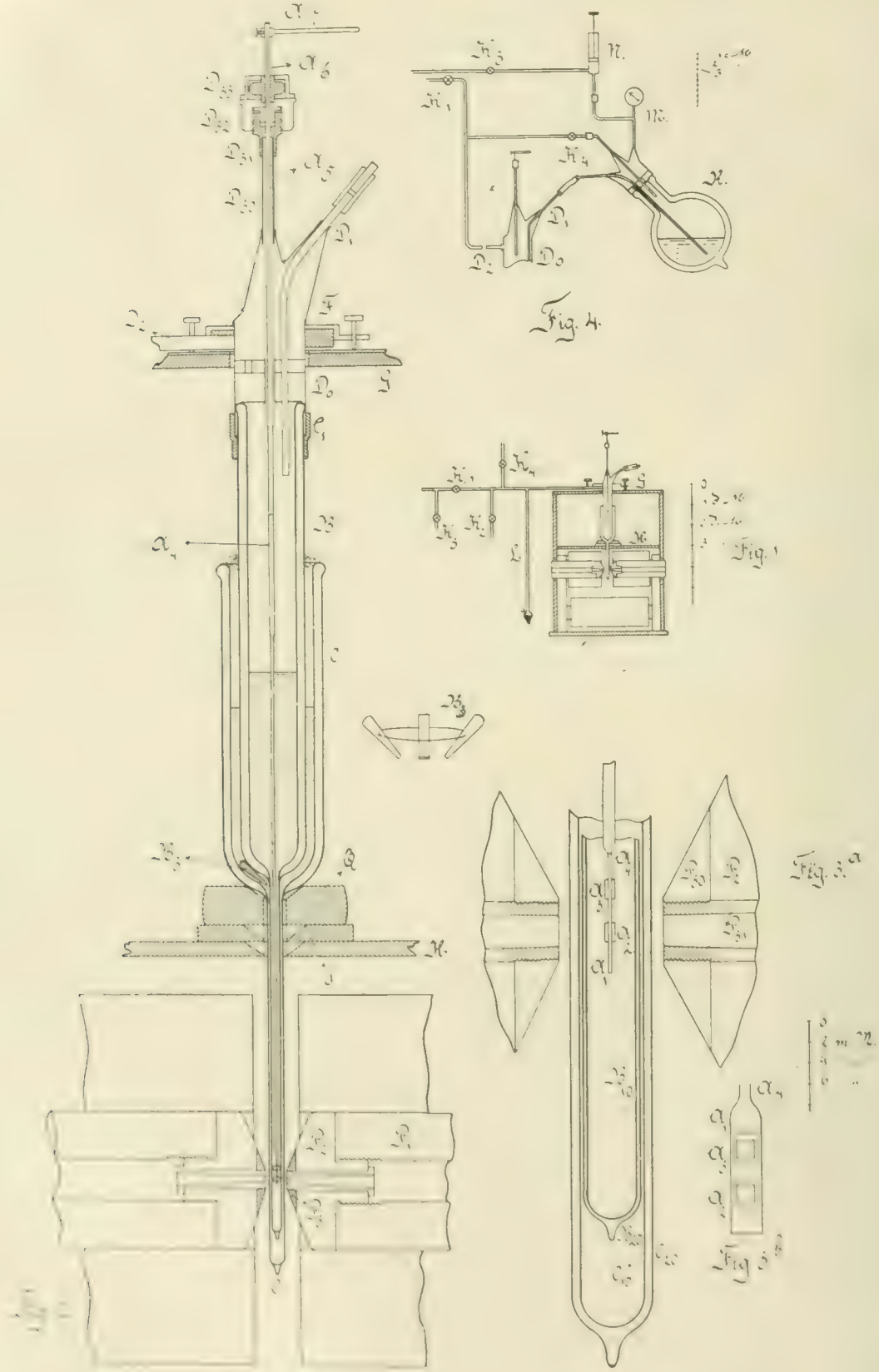


Fig. 4.
Fig. 1
Fig. 3.a
Fig. 3.b

d'un électro-aimant Weiss (fig. 1, fig. 2, fig. 3); c'est dans cette partie étroite que se trouve la lame cristalline dont on observe le spectre.

Un espace annulaire de 1/2 millimètre d'épaisseur suffit pour laisser circuler l'air liquide autour du tube à hydrogène. Cette gaine d'air liquide protège l'hydrogène avec tant d'efficacité que l'évaporation est insignifiante, même lorsque les deux tubes sont soumis à la chaleur qui se dégage des pôles de l'électro-aimant, et bien que le cristal soit exposé à une lumière électrique très concentrée. D'ailleurs, afin de rendre l'évaporation aussi faible que possible, les rayons émanés de l'arc traversent une cuve remplie d'une solution d'alun.

Les parois de la partie étroite des tubes sont très minces, et comme le rayonnement de la chaleur est indépendant de la distance de ces parois, cette distance a été considérablement réduite, elle ne dépasse pas 1/2 millimètre et cependant il n'y a contact nulle part. Grâce à l'habileté de M. Kesselring, souffleur de verre au laboratoire, qui a réussi ce travail, nous avons eu à notre disposition un tube de 4 millimètres de diamètre intérieur, rempli d'hydrogène liquide, entouré par un tube à air liquide dont le diamètre extérieur n'atteignait pas 8 millimètres. Dans ces conditions, on peut rapprocher les pôles de l'électro-aimant suffisamment pour avoir des champs intenses, même avec des pôles percés [1].

Le tube à hydrogène doit être hermétiquement fermé. Il est maintenu dans un chapeau d en argentan, fixé dans une planche f; cette planche peut être mise en place au moyen de vis et de rainures. Le tube est introduit dans le chapeau par en dessous, et son extrémité vient reposer contre un cylindre de bois, placé en dedans du chapeau, en d_0; il est soutenu par un collier de caoutchouc e_1 qui, au moment où l'on introduit le tube, est replié sur lui-même et que l'on retourne vers le bas dès que le tube est mis en place. Pour assurer l'étanchéité, une solution de caoutchouc colle l'anneau de caoutchouc sur le tube à hydrogène, et de plus, deux fils de cuivre serrent cet anneau contre le verre.

Le chapeau est pourvu des pièces suivantes :

1° Une tubulure d_{30} fermée par une tête d_{32} dans laquelle la tige a_6 peut tourner, afin d'orienter les lames cristallines ; on manœuvre cette tige par a_7. La tige peut aussi être montée ou descendue au moyen de l'écrou d_{33}.

2° Une tubulure d_1 qui sert, suivant un procédé connu, à siphonner l'hydrogène du vase R contenant le liquide à l'intérieur du tube b. Cette tubulure est fermée par un bout en caoutchouc.

3° Un tube de trop-plein d (fig. 2, fig. 4), qui conduit, par le robinet K_1 au gazomètre renfermant l'hydrogène pur, par K_2 vers la pompe à faire le vide, par K_3 vers le vase R d'où l'hydrogène est siphonné ; en l se trouve un tube de sûreté (fig. 1). L'opération est indiquée par le diagramme (fig. 4), qui dispense d'une description plus étendue.

Nous nous sommes d'abord assurés que quand le vide est fait dans le tube à hydrogène, entouré par le tube c, ces deux tubes occupent exactement entre les pôles la position qu'ils doivent avoir, de manière qu'ils ne puissent pas prendre de fausse position, lorsque, dans le cours des expériences, on fait le vide au-dessus de l'hydrogène liquide. Nous remplissons alors le tube b avec de l'hydrogène du gazomètre, puis nous vidons et nous remplissons à plusieurs reprises pour éliminer l'air. Nous versons alors de l'air liquide autour du tube b, dans le tube c, au moyen d'un entonnoir muni d'un filtre et nous couvrons de coton le tube c. Enfin, nous remplissons le tube b d'hydrogène liquide. Pour atteindre le point de solidification de l'hydrogène, nous ouvrons le robinet K_2 jusqu'à ce que des cristaux d'hydrogène solide apparaissent sur la surface du liquide. Quand l'appareil a été rempli comme il vient d'être dit, les observations peuvent être ininterrompues pendant trois ou quatre heures. Les précautions pour éviter le mélange d'hydrogène et d'air sont indispensables : en effet dès que l'air pénètre, il se solidifie et tombe au fond du tube à hydrogène; lorsqu'on produit le champ magnétique, il se précipite en face des pôles, et quelques grains d'air solide suffisent pour intercepter la lumière.

A chaque remplissage, on use 1/4 de litre d'hydrogène liquide, la majeure partie servant à refroidir le tube où il reste environ 60 centimètres cubes de liquide. Deux remplissages suffisent pour travailler toute une journée à la pression ordinaire ou à pression réduite. Pour ces expériences on préparait deux fois par semaine cinq litres d'hydrogène liquide, et cette quantité était suffisante pour travailler le lendemain et le surlendemain du jour de la préparation. Lorsque l'hydrogène était en ébullition à la pression ordinaire, on le faisait rentrer dans le cycle d'hydrogène en le renvoyant au gazomètre, mais lorsqu'on solidifiait l'hydrogène, comme il est impossible à basse pression d'éviter toute contamination par des traces d'air, il valait mieux le perdre que le faire revenir dans le cycle. Ce cycle d'hydrogène nous a prouvé la constance de son fonctionnement en nous permettant de travailler sans aucun arrêt pendant plusieurs semaines.

I. — *Phénomènes qui dépendent seulement de la température.*

§ 3. Maximum d'intensité de chaque bande. Simplification des spectres aux très basses

1. Nous avons ajouté aux pôles tronconiques habituels de l'électro-aimant Weiss des pièces auxiliaires p_{30} (fig. 2 et fig. 3) qui prolongent les pôles et sont percés de trous coniques dont l'ouverture, vis-à-vis du cristal, est seulement de 3 millimètres.

temperatures. — Lorsqu'on refroidit les cristaux jusqu'à la température de l'air liquide, on obtient, ainsi que l'un de nous l'a montré[1], les résultats suivants : toutes les bandes deviennent plus fines et quelques-unes se résolvent en plusieurs composantes. En général, les bandes sont beaucoup plus intenses qu'à la température du laboratoire ; des bandes à peine

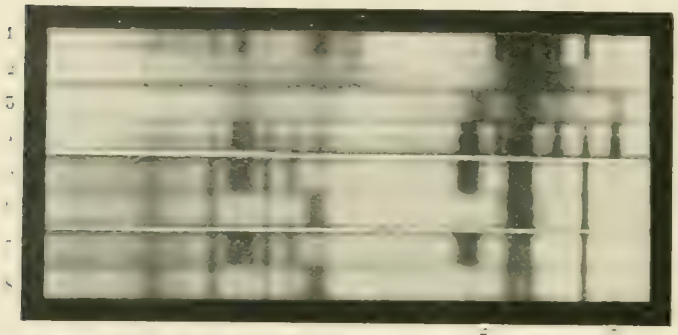


Fig. 5. — Tysonite, groupe vert à diverses températures.

1. Spectre ordinaire (spectre 3) à la température de l'air liquide. T = 85 abs.
2. Spectre ordinaire à la température du laboratoire. T = 293 abs.
3. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 85 abs.
4. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 20 abs.
5. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 14 abs.
6. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 14 abs.

1. Spectre ordinaire (spectre 3) à la température du laboratoire. T = 293. — 2. Épaisseur du cristal, 1mm,7.

perceptibles dans les conditions ordinaires deviennent assez fortes ; enfin de nouvelles bandes apparaissent.

Les bandes qui, au contraire, diminuent d'intensité ou s'évanouissent par l'effet d'un refroidissement jusqu'à 85 degrés absolus sont très rares.

Si, maintenant, nous passons aux températures de l'hydrogène liquide (20 degrés abs.) et de l'hydrogène solide (14 degrés abs.), nous constatons que certaines bandes continuent à augmenter d'intensité, mais que d'autres, au contraire, qui étaient devenues très fortes à 85 degrés, s'affaiblissent ou même disparaissent.

Ce phénomène est nettement visible sur les figures 5 et 6 obtenues avec une lame de tysonite de 1mm,7 d'épaisseur. Sur la figure 5, la bande 517μμ,6 du spectre ordinaire (spectre 3) est, comme on le voit, devenue très intense à la température de l'air liquide (spectre 4). Aux températures de 20 degrés absolus et de 14 degrés absolus, elle paraît encore plus intense. Mais, d'autre part, la bande 525,5, qui à 85 degrés absolus (spectre 4), était bien plus forte qu'à la température ordinaire (spectre 3), a diminué d'intensité d'une façon considérable lorsque la température a été abaissée à 20 degrés absolus (spectre 5) et à 14 degrés (spectre 7) elle est à peine perceptible. Cette bande est donc nécessairement passée par un maximum. D'autres bandes se comportent comme la bande 525,5, si bien que, malgré l'augmentation d'intensité de quelques

[1] Loc. cit., p. 4 et 5, p. 28.

bandes, *il est visible que vers 20 degrés et 14 degrés absolus, le spectre se simplifie de plus en plus.*

La figure 6 montre des effets analogues : en *a* se trouve l'une des rares bandes qui à la température de l'air liquide sont plus faibles qu'à la température du laboratoire ; à 14 degrés absolus, cette bande a totalement disparu. Un groupe de deux bandes fines *c* (spectre 4), qui est invisible à la température ordinaire et apparaît par refroidissement, est de nouveau presque invisible à 14 degrés absolus. En b_1 on voit une bande qui à 14 degrés absolus est encore plus forte qu'à 85 degrés absolus. De toute façon, le résultat d'ensemble de ces transformations est encore, comme pour le groupe de la figure 5, que la portion de spectre représentée figure 6 se simplifie lorsque la température devient très basse.

La figure 9, obtenue avec le xénotime et représentant des phénomènes magnéto-optiques que nous étudierons plus loin, fait également ressortir les modifications d'intensité de plusieurs bandes entre 293 degrés absolus et 14 degrés absolus.

Il apparaît donc clairement que les spectres dont les bandes sont à la température de l'air liquide plus nombreuses, et en général plus intenses qu'à la température ordinaire, se simplifient par suite de l'affaiblissement et

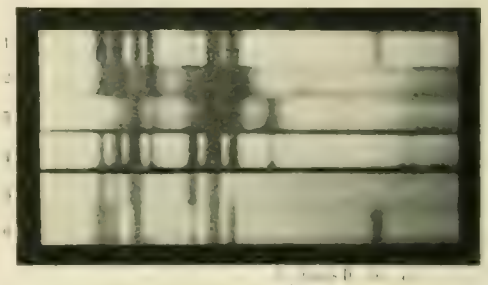


Fig. 6. — Tysonite, groupe jaune vert à diverses températures.

1. Spectre ordinaire (spectre 3) à la température de l'air liquide. T = 85.
2. Spectre ordinaire à la température du laboratoire. T = 293.
3. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 293.
4. Spectre ordinaire à la température de l'air liquide. T = 85.
5. Spectre ordinaire à la température de l'hydrogène solide. T = 14.
6. Spectre ordinaire à la température de l'hydrogène solide. T = 14.

1. Spectre ordinaire (spectre 3) à la température du laboratoire. T = 293. — 2. Épaisseur du cristal, 1mm,7.

de la disparition d'un certain nombre de bandes, quand on atteint les très basses températures obtenues au moyen de l'hydrogène liquide.

La position du maximum d'intensité est différente pour les diverses bandes, mais paraît, pour beaucoup d'entre elles, assez voisine du point d'ébullition de l'hydrogène. Si l'on observe, par exemple, la bande 525,5 de la tysonite (figure 5), en laissant s'évaporer

l'hydrogène dans le tube, on constate que cette bande augmente d'intensité d'une façon considérable, sitôt que les dernières traces de liquide ont disparu sur le cristal.

Nous avons examiné l'influence de la chute de température de 91 degrés absolus à 58 degrés absolus, en plaçant un cristal de tysonite dans l'oxygène liquide bouillant à diverses pressions. Les changements dans cette région sont très faibles, de sorte que les maxima paraissent bien être, en général, peu éloignés de 20 degrés absolus et, en tous cas, bien au-dessous de 58 degrés absolus.

§ 4. **Changements de largeur des bandes.** — Dans les expériences antérieures[1], on a vu que, jusqu'à la température de l'air liquide, la largeur des bandes d'absorption, mesurée entre les maxima de perturbation de la courbe de dispersion, varie proportionnellement à la racine carrée de la température absolue. Cette loi, établie expérimentalement, n'avait pas été prévue théoriquement pour les corps solides, mais il est important d'observer que, s'il s'agissait d'un gaz au lieu d'un cristal, la même loi pourrait être déduite de formules autrefois développées par M. Lorentz[2].

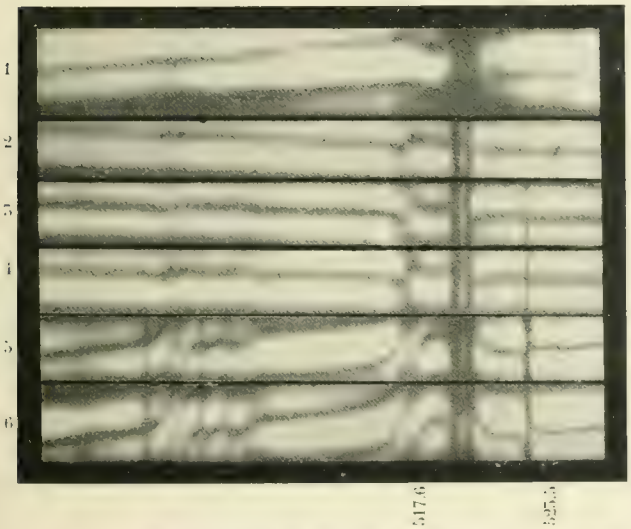


Fig. 7. — Tysonite. Biréfringence anomale (groupe vert) à diverses températures.

1. Lame de 1mm,71 ; température du laboratoire, T. = 293° abs.
2. Lame de 0mm,41 ; température de l'air liquide, T. = 85° abs.
3. Lame de 0mm,41 ; température de l'hydrogène liquide, T = 20° abs.
4. Lame de 0mm,41 ; température de l'hydrogène solide, T = 14° abs.
5. Lame de 1mm,71 ; température de l'hydrogène liquide, T = 20° abs.
6. Lame de 1mm,71 ; température de l'hydrogène solide, T. = 14° abs.

2e spectre réseau Rowland.

Si l'on abaisse la température jusqu'à 20° et 14° absolus on constate que la plupart des bandes ne suivent plus une loi aussi simple, et se rétrécissent de moins en moins. Quelques-unes passent même par un *minimum de largeur*. Il subsiste toutefois un certain nombre de bandes dont la largeur continue à diminuer jusqu'à 14° absolus, à peu près suivant la loi établie jusqu'à 85° absolus.

La figure 7 permet d'observer les variations de largeur de quelques bandes de la tysonite, suivant la méthode des franges du compensateur. Cette méthode, que l'un de nous a développée en détail dans un précédent mémoire[1], met en évidence la biréfringence anomale. Auprès des bandes non communes aux deux spectres principaux de la lame cristalline, les dislocations des franges dessinent la courbe de variation de l'indice correspondant à la vibration absorbée. Tel est le cas pour les bandes 517,6 et 525,5 de la figure 7 ; ces bandes, qui sont à peines perceptibles dans le spectre extraordinaire, peuvent être considérées comme n'appartenant qu'au spectre ordinaire.

Observons la bande 525,5 : la largeur de cette bande est mesurée par la différence des longueurs d'onde des deux vibrations pour lesquelles la tangente à la frange est parallèle à la direction générale de cette frange. Nous voyons nettement sur le spectre 2, que, à 85° absolus, la largeur de la bande 525,5 est presque deux fois plus petite qu'à la température ordinaire (spectre 1). A 20° absolus la largeur est encore plus petite qu'à 85°, mais n'est cependant pas réduite de moitié, bien que le rapport des racines carrées des températures absolues $\sqrt{\frac{20}{85}}$ soit inférieur à $\frac{1}{2}$.

Sur la même figure 7, on peut suivre également la bande 517,6 ; les mesures ont montré qu'à 20° absolus elle est plus fine qu'à 85°, mais qu'à 14° absolus, elle est plus large qu'à 20° absolus. Cette bande est donc passée par un minimum de largeur. Le même fait a pu être observé pour quelques autres bandes, non seulement de la tysonite, mais aussi d'autres cristaux.

Bien que le rétrécissement soit de plus en plus faible et que la largeur puisse même passer par un minimum quand on atteint ces basses températures, les spectres des terres rares à la température de l'hydrogène liquide présentent, comme aspect général, une finesse encore plus grande qu'à la température de l'air liquide, et sont, pour certains corps, comparables aux spectres des gaz. Plusieurs lignes des sulfates de néodyme et de praséodyme, provenant de la résolution des larges bandes visibles à la température du laboratoire, sont, à 20° et à 14° absolus, notablement plus fines que les raies D du sodium dans une flamme.

1. Jean Becquerel, *loc. cit.*
2. H. A. Lorentz, *Zittingsverslag kon. akad. v. w. Amsterdam*, 6, p. 506 et p. 555, 1898.

1. Jean Becquerel, *Le Radium*, 4, p. 555.

§ 5. **Maximum d'absorption relatif à chaque bande.** — Pour savoir comment varie l'absorption [illegible] par chaque espèce d'électrons, contribuant à [illegible] une bande déterminée, il ne suffit pas d'observer les variations d'intensité du milieu de la bande, [illegible] étudier à la fois les changements d'intensité et de largeur. Il est clair que si l'absorption reste constante, l'intensité doit diminuer lorsque la bande s'élargit et augmenter lorsque la bande devient plus étroite ; si la bande diminue d'intensité tout en se rétrécissant, il est certain que l'absorption décroît, mais si la bande diminue de largeur et augmente d'intensité, on ne peut rien conclure à première vue au sujet de la variation de l'énergie absorbée.

La méthode des franges du compensateur, qui permet de mesurer à la fois la largeur d'une bande et la variation de l'indice de réfraction de la vibration absorbée, a conduit dans les recherches antérieures[1] au résultat suivant : l'énorme augmentation d'intensité que l'on observe pour la plupart des bandes, lorsqu'on plonge un cristal dans l'air liquide, ne provient pas uniquement du fait que ces bandes se rétrécissent (et que par conséquent l'absorption est plus concentrée au voisinage de leur milieu), mais résulte aussi d'un accroissement de l'absorption. Si, en effet, on admet que les électrons absorbants sont soumis à des forces quasi-élastiques, on peut introduire dans les formules déduites des théories de la dispersion les valeurs mesurées de la variation d'indice et de la largeur ; on constate alors que le coefficient diélectrique de chaque bande, coefficient proportionnel au nombre moyen des électrons vibrant à un même instant, augmente presque toujours entre la température ordinaire et la température de l'air liquide.

Considérons les bandes qui donnent lieu à une absorption croissante entre 293 degrés et 85 degrés absolus. Lorsque nous abaissons la température jusqu'à 20 degrés ou 14 degrés absolus, nous venons de voir que, pour un grand nombre d'entre elles, la largeur et l'intensité sont plus petites qu'à 85 degrés absolus. Pour ces bandes, il est évident que l'absorption est, à 20 degrés et à 14 degrés absolus, moindre qu'à 85 degrés absolus, et diminue par conséquent après avoir augmenté.

Il existe donc, pour chacune de ces bandes, une température à laquelle l'absorption passe par un maximum.

Des mesures qui seront publiées ultérieurement ont confirmé, pour un grand nombre de bandes, l'existence de ce maximum qui est évidente à première vue pour certaines d'entre elles, par exemple pour la bande 523$^{\mu\mu}$,5 de la tysonite. Considérons, en effet, cette bande sur la figure 7[2] : le spectre 1 montre la frange [illegible] la courbe de dispersion à la température du laboratoire, et permet de mesurer la variation de l'indice auprès de la bande 523,5, à 293 degrés absolus. Si l'on refroidit le cristal à 85 degrés, pour obtenir une dislocation de la frange du même ordre de grandeur qu'à 293 degrés, on constate qu'il faut employer une lame moins épaisse donnant lieu à une plus faible différence de marche entre les 2 vibrations transmises : le spectre 1 étant obtenu à 293 degrés absolus avec une lame de 1^{mm},71, on obtient à 85 degrés absolus le spectre 2 avec une lame de 0^{mm},41.

On voit d'abord, comme nous l'avons fait remarquer § 4, que la largeur est, à 85 degrés, environ deux fois plus faible qu'à 293 degrés (d'après les mesures, le rapport des largeurs est 1,83, sensiblement égal à $\sqrt{\frac{293}{85}}$). Si l'absorption restait constante, la grandeur de la dislocation devrait être inversement proportionnelle à la largeur, et comme elle est, de plus, proportionnelle à l'épaisseur de la lame, elle devrait être, dans le spectre 2, environ deux fois plus petite que dans le spectre 1 ; or elle se trouve un peu plus grande : l'absorption a donc beaucoup augmenté (les mesures[1] ont donné pour le rapport du nombre des électrons absorbants à 85 degrés absolus et à 293 degrés absolus le chiffre 2,15).

A la température de 20 degrés absolus, la dislocation est à peine perceptible avec la lame de 0^{mm},41 (spectre 3) ; il faut donc reprendre la lame de 1^{mm},71 (spectre 5) ; on voit alors que la bande est plus étroite qu'à 85 degrés absolus et que la dislocation est de nouveau à peu près la même qu'à la température ordinaire. Par conséquent, la bande s'étant rétrécie, l'absorption à 20 degrés absolus est non seulement plus faible qu'à 85 degrés, mais se trouve même plus faible qu'à 293 degrés absolus. Enfin à 14 degrés, la dislocation de la frange a presque disparu, et la bande n'est d'ailleurs qu'à peine visible.

Cet exemple établit aussi nettement que possible l'existence d'un maximum d'absorption pour la bande 523,5 de la tysonite. Ce fait se retrouve pour de nombreuses bandes de tous les cristaux.

Il est bien probable que le maximum d'absorption est une propriété générale pour toutes les bandes. Les rares bandes pour lesquelles l'absorption est, à 85 degrés, plus faible qu'à 293 degrés absolus, ont sans doute leur maximum soit entre ces deux températures, soit au-dessus de la température du laboratoire. Pour les bandes qui, au contraire, continuent à donner une absorption croissante jusqu'à 14 degrés absolus, il est à présumer que le maximum doit se produire au-dessous de la température de l'hydrogène solide. Parmi ces dernières bandes se trouvent celles qui apparaissent par refroidissement, *elles constituent*

[1] [illegible] 4, p. [illegible]

[2] [illegible] ne sont pas dans le même sens pour tous les spectres, les vibrations ordinaires et extraordinaires ayant été interchangées.

[1] Voir *Radium*, 4, p. 585, 1907.

un spectre de basse température à peu près invisible à la température ordinaire.

§ 6. **Limite de la biréfringence du cristal dans les régions transparentes du spectre.** — Lorsqu'on échauffe un cristal à partir de la température ordinaire, on observe que les franges du compensateur, servant à étudier la biréfringence, subissent un grand déplacement, et lorsqu'on refroidit la lame cristalline jusqu'à 85 degrés absolus, les franges se déplacent dans le sens opposé. Nous avons examiné les franges obtenues avec une lame de tysonite de $1^{mm},7$, en portant cette lame de 85 degrés absolus à 20 degrés absolus, malgré cette grande chute de température, le déplacement est insignifiant ; il n'est pas apparent entre 20 degrés et 14 degrés.

§ 7. **Interprétation, dans la théorie des électrons, du changement des bandes d'absorption sous l'influence des variations de la température.** — Dans le § 5, nous avons déjà dit que, d'après la théorie suivant laquelle les électrons sont soumis à une force quasi-élastique, les modifications des bandes révèlent un changement du nombre des électrons absorbants. Le problème soulevé par les expériences précédentes peut, dans la théorie des électrons, s'énoncer de la façon suivante : déterminer, comme fonction de la température absolue, d'un côté le nombre, et d'un autre côté le coefficient d'amortissement (auquel la largeur de la bande est proportionnelle) des électrons qui produisent une certaine bande. On pourrait alors comparer ces fonctions pour les diverses bandes et se servir en particulier de la position des maxima pour trouver les bandes en relations mutuelles, dans un même spectre ou dans les différents spectres d'un même cristal.

Il paraît naturel de faire un rapprochement entre les effets observés dans l'étude de l'absorption et les phénomènes qui, au point de vue des actions exercées par la substance pondérable sur les électrons, doivent être corrélatifs du changement de résistance électrique des métaux[1]. Ces changements de résistance font penser qu'à très basse température nous ne pouvons plus considérer les électrons comme un gaz parfait, mais qu'il faut plutôt les comparer à une vapeur qui se condense sur des parties des atomes (dynamides de Lenard) et qui se solidifie à une température encore plus basse[2]. Quand les électrons approchent de ces centres, leurs trajectoires sont sujettes à des changements qui modifient leur libre parcours, de la même manière que la quantité b de van der Waals est sujette à des variations sous l'action des forces exercées par les molécules les unes sur les autres[1].

Ces trois états, que nous venons de supposer pour faire comprendre la manière dont se comportent les électrons, peuvent peut-être entraîner des variations de stabilité des différentes trajectoires et par suite donner lieu au changement du nombre des électrons absorbants et aux divers phénomènes que nous avons étudiés.

Si nous notons, de plus, que le degré de variation des spectres *depend du rapport des températures absolues* (comparer sur les figures les changements entre 20° et 14° abs. avec les changements entre 290° et 85° abs.), nous pouvons accepter, pour l'instant, comme une image capable d'inspirer de nouvelles recherches, l'idée qu'il existe des états correspondants provenant d'une similitude mécanique entre les mouvements des électrons produisant les diverses bandes.

II. *Phénomènes magnéto-optiques.*

§ 8. **Invariabilité, à toutes les températures, du changement de fréquence des vibrations sous l'influence d'un même champ magnétique.** — Les expériences antérieures ont montré que lorsqu'un cristal uniaxe est orienté de manière que son axe optique soit parallèle aux lignes de force d'un champ magnétique, le faisceau lumineux étant dirigé suivant la même direction, un grand nombre de bandes sont séparées en deux composantes qui correspondent à l'absorption de deux vibrations circulaires de sens opposés[2].

Jusqu'à la température de l'hydrogène solide, la différence des fréquences des deux vibrations circulaires absorbées s'est montrée absolument indépendante de la température, tout au moins dans la limite de précision des observations.

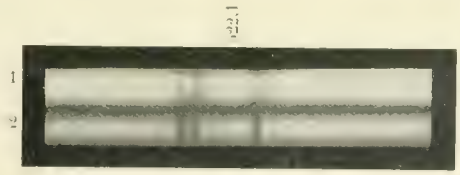


Fig. 8. — Xénotime. Spectre ordinaire (groupe vert), le cristal étant soumis à un champ magnétique (20000 gauss) dont les lignes de force sont parallèles à l'axe optique.

1. Spectre à la température du laboratoire.
2. Spectre à la température de l'hydrogène liquide.

Dans les deux spectres, les composantes de la bande 522,1 ont même écartement.

Ce résultat est visible sur les figures 8, 9 et 10. La figure 8 représente, juxtaposés sur un même cliché,

1. H. Kamerlingh Onnes, *Comm. Leiden* suppl. n° 9, p. 25, 1904, et H. Kamerlingh Onnes and J. Clay, *Comm.* n° 95, 95°, 99°.

2. Un métal doit devenir transparent à une température suffisamment basse.

1. Calcul de Reinganum conformément à la théorie de Boltzmann.

2. Jean Becquerel, *le Radium*, 4, n° 2, p. 55, 5, n° 1, p. 7.

[illegible] groupe vert du xénotime à 295° abs. (spectre 1) et le [illegible] groupe à 20° abs. (spectre 2), le cristal étant

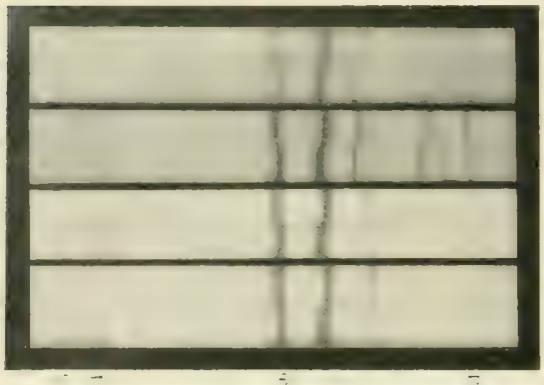


Fig. 9. — Xénotime. Spectres de deux vibrations circulaires inverses (groupe rouge) (2 spectre réseau).

1. Temperature du laboratoire T = 295°
2. Temperature de l'air liquide T = 85°
3. Temperature de l'hydrogène liquide T = 20°
4. Temperature de l'hydrogène solide T = 14°

Champ magnétique constant 18000 gauss.
Epaisseur du cristal 0mm,80.
Expériences de MM. Wrautter et Wood-wright.

soumis à un champ magnétique de 18000 gauss. Le cliché a été obtenu de la manière suivante : la lame

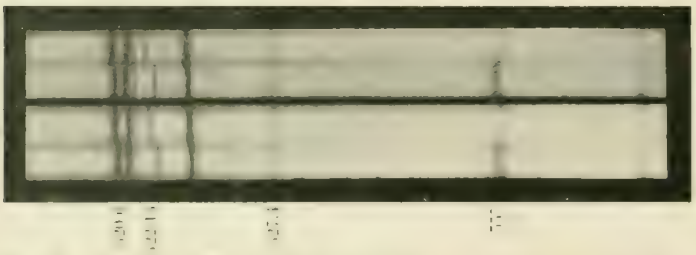


Fig. 10. — Xénotime. Spectres de deux vibrations circulaires inverses. (groupe vert) (2 spectre réseau).

1. Temperature de l'hydrogène liquide T = 20°
2. Temperature de l'hydrogène solide T = 14°

Champ magnétique 18000 gauss. — Epaisseur du cristal employé 0mm,80.

cristallin étant mise en place dans l'appareil et orientée de manière que l'axe optique soit parallèle aux lignes de force du champ, nous avons projeté l'image du cristal sur une partie de la fente et nous avons photographié le spectre à la température du laboratoire ; puis, sans toucher au cristal ni au spectrographe, nous avons versé l'hydrogène liquide, et déplacé l'image du cristal sur la fente, de manière à avoir une deuxième photographie, juxtaposée à la première sur le même cliché, et donnant le spectre à 20° abs. Le cristal est bien soumis au même champ magnétique pendant toute l'opération, puisqu'il n'a pas été déplacé entre les pôles. On voit que l'écartement du large doublet formé par la bande 522μμ,15 est le même à la température ordinaire et à la température de l'hydrogène liquide.

Dans le cas où les bandes sont moins fines ou moins sensibles au champ magnétique que la bande 522μμ,15 du xénotime, les deux composantes correspondant aux vibrations circulaires inverses empiètent l'une sur l'autre. On peut séparer ces composantes au moyen d'un analyseur circulaire formé d'une lame quart d'onde suivie d'un rhomboèdre de spath placé devant la fente du spectrographe et donnant sur la fente deux images contiguës. On juxtapose ainsi les spectres d'absorption des vibrations circulaires droites et gauches.

Les figures 9 à 13 sont des reproductions d'épreuves photographiques ainsi obtenues. Considérons la figure 9, les spectres 1, 2, 3, 4 représentent le groupe rouge du xénotime, le cristal étant soumis à un champ du 18000 gauss, aux températures absolues de 295°, 85°, 20°, 14°. On voit que, malgré les changements considérables subis par chacune des bandes d'absorption, le décalage entre les milieux des composantes circulaires d'une même bande reste invariable quelle que soit la température.

La figure 10 représente le groupe vert du xénotime à 20° et à 14° abs. La figure 11 montre deux autres groupes du même cristal dans le vert bleu et le bleu : on y remarque la finesse de quelques bandes.

Fig. 11. — Xénotime. Spectres de deux vibrations circulaires inverses dans un champ magnétique (à la température de l'hydrogène liquide).

1. Groupe vert bleu.
2. Groupe bleu.

Champ magnétique 18000 gauss.
Epaisseur du cristal employé 0mm,80.

Sur la figure 12, on voit un groupe de la tysonite, les décalages sont plus faibles qu'avec le xénotime.

Enfin la figure 13 représente un groupe de la parisite, cristal à bandes assez larges : les décalages, qui à la température ordinaire, sont masqués par la largeur des bandes

sont nettement visibles aux très basses températures.

Nous avons donc étendu à un plus grand intervalle de l'échelle des températures le résultat suivant qui

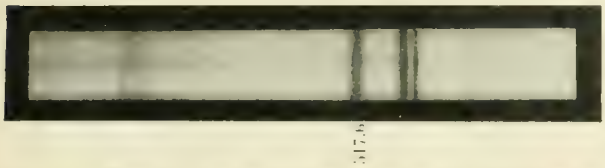


Fig. 12. — Tysonite. Spectres de deux vibrations circulaires inverses à la température de l'hydrogène liquide.

Groupe vert, 2e spectre réseau Rowland.
Champ magnétique, environ 18000 gauss.
Épaisseur de la lame employée, 0mm,28.

avait été obtenu seulement jusqu'à 85° abs.: *Les changements de fréquence, sous l'action d'un champ magnétique, des systèmes oscillants sont*, au moins en première approximation, *indépendants des mouvements thermiques, de l'intensité et de la largeur*

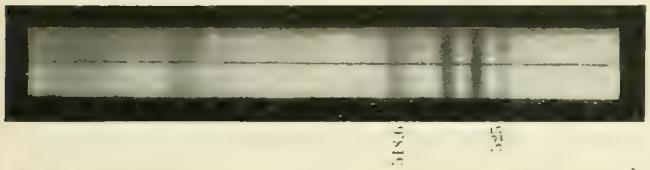


Fig. 13. — Spectres de deux vibrations circulaires inverses dans le champ magnétique.

Température de l'hydrogène liquide.
Champ environ 18000 gauss.
Épaisseur de la lame cristalline, 1mm,05

des bandes, ainsi que des propriétés paramagnétiques de la substance, puisque la susceptibilité paramagnétique dépend de la température.

Les changements de fréquence, sous l'influence d'un champ extérieur, du mouvement des électrons, changements invariables à toute température, semblent être la cause première des propriétés diamagnétiques[1].

L'invariabilité des changements de fréquence apporte un solide appui à l'hypothèse suivant laquelle certaines bandes seraient dues à des électrons positifs. On sait, en effet, qu'un grand nombre de bandes (parmi lesquelles la bande 522,1 du xénotime, fig. 10) donnent, pour les vibrations circulaires, un effet de sens contraire au sens du phénomène de Zeeman. Si, pour expliquer ce résultat, on n'accepte pas l'hypothèse des électrons positifs, il faut supposer que ces bandes sont dues à des électrons négatifs vibrant dans un champ *de sens opposé au sens du champ extérieur*. On peut, sans doute, concevoir qu'un tel champ puisse prendre naissance, mais, à moins d'hypothèses dépourvues de base expérimentale, et très compliquées, *il est bien difficile d'admettre que ce champ puisse être tout à fait indépendant de la température*[1].

Il paraît plus simple et plus logique de penser que *les bandes d'absorption de ces cristaux sont dues, les unes à des électrons négatifs, les autres à des électrons positifs*. D'ailleurs des expériences toutes récentes[2] ont révélé, dans les décharges produites au milieu des gaz raréfiés, des phénomènes nouveaux qui, jusqu'à présent, n'ont pu être expliqués autrement que par la présence d'électrons positifs et qui paraissent bien établir l'existence de ce second constituant de la matière.

§ 9. Polarisation partielle des composantes de quelques bandes. — Dans une note précédemment publiée, l'un de nous[3] a montré que la bande 624μμ,97 de la tysonite se dédouble en deux composantes très inégales dans chacun des deux spectres qui correspondent aux vibrations circulaires, c'est-à-dire que les composantes ne possèdent pas une polarisation circulaire totale. Cette bande se comporte comme si elle était due à la fois à des électrons positifs et à des électrons négatifs possédant la même période de vibration et sensiblement le même rapport de la charge à la masse, les électrons positifs étant les plus nombreux, car la composante qui leur correspond dans chacun des spectres est la plus intense.

Il existe dans les autres cristaux, en particulier dans le xénotime, quelques bandes qui possèdent la même propriété; il en est ainsi de la bande 522μμ,15 du xénotime, et sur la figure 15 on peut voir que chacune des composantes circulaires de cette bande possède un prolongement très faible dans le spectre juxtaposé. Cet effet se voit d'autant mieux que les bandes sont plus fortes, et c'est pourquoi il est surtout visible dans les observations à basse température.

M. Dufour[4] a retrouvé le même phénomène pour les bandes d'émission des chlorures et fluorures alcalino-terreux volatilisés dans une flamme. Dans les expériences de M. Dufour, la polarisation partielle est un fait général pour les bandes donnant un phénomène de sens inverse au sens habituel du phénomène de Zeeman et ne s'observe que pour ces bandes[5]. Il n'en est pas de même dans les cristaux où la polarisation incomplète est plutôt exceptionnelle et n'est d'ailleurs pas un effet particulier aux bandes attribuables à des électrons positifs. On ne peut donc pas tirer de ce

1. Voir P. Langevin, *Journal de Physique*, 4e série, 4, p. 678, 1906.

1. Voir à ce sujet, *Soc. Franç. de Physique*, Résumé des communications faites dans la séance du 5 juin 1908.

2. Jean Becquerel, *C. R.*, 22 juin et 12 juillet 1908 (*Le Radium*, 5, n° 7, p. 195, juillet 1908).

3. Jean Becquerel, *C. R.*, 19 août 1907.

4. A. Dufour, *C. R.*, 20 janvier, 3 février, 25 mars 1908.

5. Voir *Société de Physique*, séance du 5 juin 1908.

[illegible] un argument contre l'hypothèse des électrons positifs.

§ 10. **Dissymétrie d'intensité des composantes correspondant aux vibrations circulaires droites et gauches.** — Aux très basses températures, on observe pour presque toutes les bandes du xénotime et de l'apatite, ainsi que pour une bande de la tysonite (399$^{\mu\mu}$,5) une dissymétrie d'intensité entre les composantes correspondant aux vibrations circulaires de sens opposés. Cet effet avait déjà été observé à 85 degrés abs., et à cette température n'avait paru soumis à aucune règle[1]. Si nous passons aux températures de 20 degrés et de 14 degrés abs. les dissymétries, qui pour plusieurs bandes changent de sens au-dessous de 85 degrés, ont toujours lieu dans le même sens : *la composante située du côté des petites longueurs d'onde augmente d'intensité aux dépens de l'autre composante.* Une seule bande a fait exception à cette règle à la température de l'hydrogène solide (bande 537,4 du xénotime, figure 10) ; peut-être d'ailleurs pour cette bande y aurait-il inversion du sens de la dissymétrie à plus basse température.

Aux très basses températures les dissymétries sont parfois considérables, au point que l'une des composantes a presque disparu tandis que l'autre est devenue bien plus forte. Les dissymétries sont d'autant plus grandes que le champ magnétique est plus intense, c'est-à-dire que les composantes sont plus écartées, et elles augmentent quand la température s'abaisse ; à 14 degrés abs. elles sont en effet plus grandes encore qu'à 20 degrés.

Les figures 9, 10, 11 donnent des exemples remarquables de ces dissymétries qui sont suffisamment visibles pour dispenser d'une plus longue description. On peut remarquer tout particulièrement, figure 9, les bandes 642,5 (qui possède une inversion de la dissymétrie entre 85 degrés et 20 degrés abs.), 645,4 ; 654,5, 654,7 ; 658,2 ; et surtout, figure 10, la bande 537.

§ 11. **Dispersion rotatoire magnétique auprès des bandes d'absorption**[1]. — *a) Bandes simples.* — Les expériences de MM. Macaluso et Corbino[2], Henri Becquerel[3], Zeeman[4], ont montré que, dans le voisinage des raies qui présentent le phénomène de Zeeman, la rotation magnétique des gaz et des vapeurs est positive de chaque côté et négative à l'intérieur de chacune de ces raies.

Les cristaux uniaxes possédant des bandes sensibles au champ magnétique se comportent comme les vapeurs, et les expériences réalisées à la température ordinaire ainsi qu'à la température de l'air liquide ont permis d'observer une rotation magnétique de même sens de chaque côté d'une bande et une rotation de sens contraire à l'intérieur. Au milieu des bandes, la rotation est négative si la bande est due à des électrons négatifs, et positive s'il s'agit d'électrons positifs.

Aux températures de l'hydrogène liquide et de l'hydrogène solide, les mêmes phénomènes s'observent tant que la dissymétrie d'intensité entre les deux composantes n'est pas trop grande. Toutes les variations de largeur ou d'intensité des bandes et de leurs composantes magnétiques entraînent des modifications dans la dispersion rotatoire magnétique : la rotation devient plus grande quand la bande se rétrécit ou quand l'absorption augmente. Lorsqu'une inégalité d'intensité se produit entre les deux composantes correspondant aux vibrations circulaires, l'indice de réfraction de l'une de ces vibrations subit une plus grande variation que l'indice de l'autre vibration, et une dissymétrie apparaît dans la courbe de dispersion rotatoire magnétique. Dans le cas limite où l'une des composantes aurait disparu, et où une seule des vibrations circulaires serait absorbée, la courbe de dispersion rotatoire magnétique serait de même forme que la courbe de dispersion anomale, et l'on observerait des rotations de sens contraires de chaque côté de la bande. Entre le cas des composantes symétriques, auquel correspondent des rotations de même sens de part et d'autre des bandes, et ce cas limite qui donne des rotations de sens opposés, on peut observer tous les cas intermédiaires. Nous en trouvons quelques exemples sur les figures 14, 15, 16.

Les photographies reproduites sur ces figures ont été obtenues de la manière suivante[1] ; on polarise rectilignement la lumière tombant sur la lame cristalline, puis on place au delà du cristal une lame quart d'onde transformant deux vibrations circulaires en deux vibrations rectilignes, l'une horizontale, l'autre verticale. Contre la fente du spectrographe, sur laquelle on projette l'image de la lame cristalline, on dispose un compensateur de Babinet suivi d'un nicol à 45° de l'horizontale ; le compensateur est orienté de manière que la frange centrale soit normale à la fente. Toute différence de marche entre les deux vibrations circulaires transmises par le cristal, et transformées en vibrations rectilignes par le quart d'onde, se traduit par une dislocation de la frange du compensateur. *La frange dessine la courbe de dispersion rotatoire magnétique.*

Dans la figure 14, le spectre 1 est obtenu à la température de 85° abs. et le spectre 2 à 20°. Auprès de

1. *Le Radium*, 5, n° 1, p. 9, 1908.
2. [illegible] *Phil. Mag.*, série 6, [illegible] p. 155, [illegible] 1908.
3. *C. R.*, 127, p. [illegible], 1898.
4. *C. R.*, 125, p. [illegible], 1897, 127, p. [illegible], 1898.
5. *Arch. Néerl.*, 7, p. [illegible], 1902.

1. Jean Becquerel, *le Radium*, 4, n° 2, p. [illegible], 1907, 5, n° 1, p. 15, 1908.

la bande 522μμ,15 la rotation est considérable, surtout à 20°. Un exemple de l'effet des dissymétries est nettement visible sur le spectre 1, pour la bande

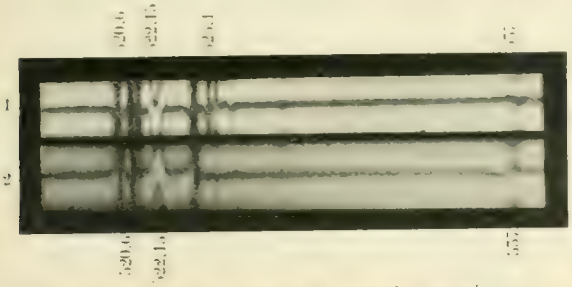


Fig. 14. — Xenotime. Polarisation rotatoire magnétique. Groupe vert.

Spectre 1. Température de l'air liquide. T. = 85°.
Spectre 2. Température de l'hydrogène liquide. T. = 20°.
Épaisseur de la lame : 0mm,80.
Champ magnétique : environ 15000 gauss.
2e spectre réseau Rowland.

525,17. Cette bande possède deux composantes inégales : on voit nettement que près de la bande, les

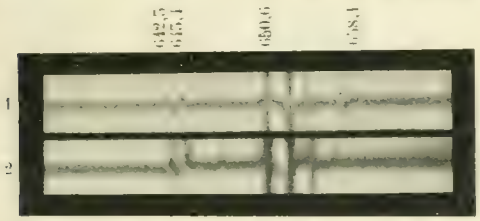


Fig. 15. — Xenotime. Polarisation rotatoire magnétique. Groupe rouge.

Spectre 1. Température de l'air liquide. T. = 85°.
Spectre 2. Température de l'hydrogène solide. T. = 14°.
Épaisseur de la lame : 0mm,80.
Champ magnétique : environ 18000 gauss.
1er spectre réseau Rowland.
Plaques panchromatiques Wratten et Wainwright.

deux maxima de rotation sont inégaux, le maximum le plus intense se trouvant du côté des petites lon-

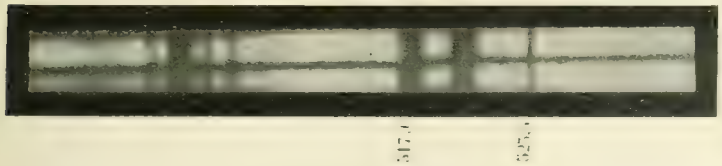


Fig. 16. — Tysonite. Polarisation rotatoire magnétique à la température de l'hydrogène liquide.

Groupe vert. 2e spectre réseau Rowland. Champ magnétique : environ 18000 gauss.
Épaisseur de la lame : 1mm,67.

gueurs d'onde (côté de la composante la plus forte). L'inégalité des deux maxima de rotation permet même de mesurer la dissymétrie d'intensité des deux composantes. Enfin sur le spectre 2, *de chaque côté de la bande* 537 *les rotations sont de sens opposés : ce fait résulte de l'inégalité considérable des deux composantes circulaires* (voir figure 10).

Les figures 15 et 16 représentent des phénomènes analogues, et si l'on se reporte à la figure 9 représentant les spectres des deux vibrations circulaires, pour le groupe de la figure 15, il est facile de voir que les variations des bandes et de leurs composantes magnétiques, quand la température change, entraînent des variations correspondantes dans le pouvoir rotatoire magnétique aux environs de ces bandes.

b) *Bandes complexes.* — Nous avons vu que, sous l'action d'un abaissement de température, certaines bandes se résolvent en deux ou plusieurs bandes. Ces composantes ont chacune leurs propriétés magnéto-optiques et peuvent être dues à des électrons de signes différents ; les rotations magnétiques qu'elles produisent s'ajoutent et la loi de dispersion rotatoire peut se trouver très compliquée dans leur voisinage. Si, en particulier, nous considérons une bande complexe formée de deux bandes accolées, dont l'une correspond à des électrons positifs et l'autre à des électrons négatifs, nous observons des rotations magnétiques de sens opposés de part et d'autre de la bande complexe.

Tel est le cas de la bande 577μμ de la tysonite. Dans un mémoire précédent l'un de nous avait appelé l'attention sur l'effet présenté par cette bande qui, à la température de l'air liquide, sans paraître sensible au champ magnétique, produit des rotations magnétiques de sens contraires sur ses deux bords (fig. 15, spectre 1). A la température de l'hydrogène liquide, l'examen du spectre a montré que cette bande est double et est formée de deux bandes juxtaposées correspondant à des électrons de signes différents qui donnent des rotations de sens opposés. On voit sur la figure 17 (spectre 2) qu'à 20° abs. les rotations sont considérables.

D'une manière générale, en ce qui concerne la théorie de la rotation magnétique au voisinage des bandes d'absorption, les conclusions déduites d'une étude expérimentale faite seulement à la température ordinaire risquent, dans bien des cas, de conduire à de graves erreurs, car sans que l'on puisse s'en douter, on a souvent affaire à des bandes complexes, formées par l'empiètement les unes sur les autres de composantes dont on ne peut observer les propriétés.

Aux basses températures, lorsqu'on a séparé les bandes complexes en leurs composantes, et suivi les changements de ces composantes sous l'influence d'un champ magnétique, il apparaît clairement que la rotation magnétique est due à l'effet simultané de la dispersion anomale et de la séparation de chaque bande simple en deux parties correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens opposés. Rien n'est alors plus aisé que d'expliquer dans tous leurs détails les divers types de dispersion rotatoire magnétique[1].

1. Voir à ce sujet Jean Becquerel (*C. R.*, 25 novembre 1907, et *le Radium*, 5, n° 1, p. 15).

Les mesures de la dispersion anomale et du décalage entre les

§ 12. **Pouvoir rotatoire magnétique des cristaux paramagnétiques.** — Nous venons d'étudier les rotations magnétiques produites par les bandes d'absorption. En dehors des groupes de bandes, *dans*

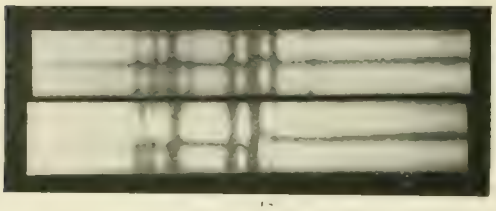


Fig. 17. — Tysonite. Polarisation rotatoire magnétique, groupe vert jaune.

1. [illegible] de l'hydrogène liquide. T. = [illegible] abs.
2. [illegible] de l'hydrogène liquide. T. = 20° abs.

[illegible] Épaisseur de la lame, 1mm,67. Champ magnétique, environ 15000 gauss.

les régions transparentes, les cristaux de terres rares possèdent un pouvoir rotatoire magnétique, et l'un de nous[1] a montré que, pour la tysonite et la parisite, la rotation magnétique, déjà grande à la température ordinaire, augmente considérablement quand la température s'abaisse.

Le pouvoir rotatoire magnétique de la tysonite et de la parisite est à peu près inversement proportionnel à la température absolue. Si l'on rapproche ce résultat de la loi de Curie, d'après laquelle la susceptibilité paramagnétique est inversement proportionnelle à la température absolue, il paraît bien probable que la rotation *négative* de ces cristaux est une conséquence de l'accroissement de la susceptibilité paramagnétique.

Dans l'hydrogène liquide ou solide, les rotations sont considérables. Nous donnerons plus tard les chiffres exacts, mais en chiffres ronds, à 20° abs., la rotation donnée par une lame de tysonite de 1 millimètre d'épaisseur, dans un champ de 10 000 gauss, est de 150° pour $\lambda = 450$. Le pouvoir rotatoire magnétique du xénotime, faible à la température ordinaire, devient très grand à la température de l'hydrogène liquide.

§ 13. **Relation entre les phénomènes de dissymétrie des composantes des vibrations circulaires et la théorie des électrons.** — L'ensemble des phénomènes décrits § 5, 4, 5 conduit à supposer qu'il existe pour les trajectoires des électrons absorbants, des conditions de stabilité déterminées par chaque température. Si l'on fait agir un champ magnétique, l'effet produit par le champ est un changement de la fréquence des vibrations; ce changement de fréquence peut modifier les conditions de stabilité, augmentant la stabilité des électrons dont la période est diminuée et diminuant au contraire la stabilité de ceux dont la période est augmentée. L'accroissement de cet effet aux basses températures paraît lié à la diminution de l'agitation thermique. Le résultat de la variation de stabilité des trajectoires est, comme dans l'action de la température, une variation du nombre des électrons soumis aux forces quasi-élastiques.

Ces dissymétries paraissent être d'une extrême importance, et l'interprétation des résultats expérimentaux mérite une étude approfondie. Ces phénomènes semblent, en effet, de nature à apporter quelque lumière sur l'explication des phénomènes paramagnétiques, qui résultent peut-être de la plus ou moins grande stabilité des systèmes oscillants suivant le sens de leur mouvement dans un champ magnétique.

§ 14. **Cristaux uniaxes et biaxes. Variation de l'inertie des systèmes oscillants suivant la direction de leur mouvement.** — L'un des résultats auxquels conduisent les théories des phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux[1] est le suivant :

Considérons, pour une bande déterminée d'un cristal, les trois directions principales d'absorption se rapportant à cette bande, et produisons un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles à l'une de ces directions. Imaginons le cas simple où pour ces trois directions principales les trois bandes correspondant aux mêmes électrons ont exactement la même position et supposons que ces bandes aient une largeur négligeable. Dans chacun des deux spectres correspondant aux vibrations principales perpendiculaires aux lignes de force du champ magnétique, les deux bandes doivent donner un doublet symétrique dont l'écartement, qui est le même pour toutes deux, est proportionnel à la racine carrée des deux constantes magnétiques appartenant respectivement à ces deux bandes. Cela revient à dire que le champ magnétique produit une certaine liaison entre les mouvements des électrons dans les deux directions principales perpendiculaires aux lignes de force.

Dans les cristaux uniaxes de xénotime, tysonite, et surtout dans les cristaux biaxes de sulfate de néodyme et sulfate de praséodyme, on rencontre, comme nous l'avons fait remarquer, des bandes qui, à 20° et 14° abs. se résolvent en raies extrêmement fines. Un grand nombre de ces raies remplissent les conditions que nous venons d'énoncer, car elles occupent sensiblement la même place dans les trois spectres principaux.

[illegible] M. Voigt [illegible] des bandes [illegible]

1. [illegible] *Le Radium*, 5 [illegible] p. 16.

1. W. Voigt, *Nach. von Ges. d. Wiss. Göttingen*, séance du 28 juillet 1906. *Magneto und electro Optik*, p. 255, 1908. — Les Recherches de M. R. 19 novembre, 3 décembre, 10 décembre 1906. *Le Radium*, 4, n° 5, p. 107, 1907.

Désignons par 1, 2, 3, les directions principales relatives à l'une de ces raies ; nous pouvons placer successivement ces directions parallèlement au champ magnétique ; nous avons alors respectivement les vibrations 2 et 3, 1 et 3, 1 et 2 orientées normalement au champ. L'expérience montre que, lorsque la vibration 1 est parallèle aux lignes de force, les raies 2 et 3 donnent des doublets d'intensités différentes, qui ont, dans le cas général, *le même écartement* ; c'est le résultat prévu par la théorie.

Si maintenant nous passons au deuxième cas (vibration 2 parallèle au champ), nous obtenons un phénomène imprévu. *Les doublets des vibrations* 1 *et* 3 *ont un écartement différent de celui que l'on avait obtenu dans le premier cas pour les vibrations* 2 *et* 3.

Enfin, dans le troisième cas (vibration 3 parallèle au champ), nous obtenons pour les doublets des vibrations 1 et 2 un troisième écartement différent des deux autres.

Ainsi *chacune des vibrations* 1, 2, 3, *tout en gardant la même orientation par rapport au champ, peut donner deux doublets d'écartements différents, suivant celle des deux autres vibrations principales avec laquelle elle se trouve associée dans un plan normal aux lignes de force.*

Ce résultat constitue une preuve expériméntale de la liaison qui se produit entre les deux vibrations principales normales au champ.

L'écartement des composantes de ces doublets est, en première approximation, le même lorsque le faisceau est parallèle au champ ou lorsqu'il est dirigé suivant l'une des directions principales normales au champ.

Enfin les trois vibrations 1, 2, 3 orientées parallèlement au champ donnent encore de nouveaux doublets qui, à première vue, ne paraissent pas avoir de relations entre eux ni avec les doublets de vibrations normales au champ.

La figure 18 représente, juxtaposés, les doublets formés par la bande 520,7 du xénotime dans les spectres ordinaire et extraordinaire, les vibrations ordinaire et extraordinaire étant toutes deux normales au champ. On voit que les écartements des deux doublets sont les mêmes.

La figure 19 représente deux spectres principaux pour un groupe de sulfate de néodyme ; les spectres 1 et 2 sont obtenus sans champ magnétique, les spectres 3 et 4 avec champ magnétique, les lignes de force étant normales aux directions des deux vibrations principales. Ces directions principales sont pratiquement les mêmes pour toutes les bandes de ce groupe.

L'interprétation de ces résultats dans la théorie est fort intéressante. Si l'on admet que l'absorption est due à des électrons soumis à une force quasi-élastique, on est conduit aux conclusions suivantes.

1° Les trois constantes magnétiques sont différentes dans les trois directions principales, et comme ces constantes sont inversement proportionnelles aux

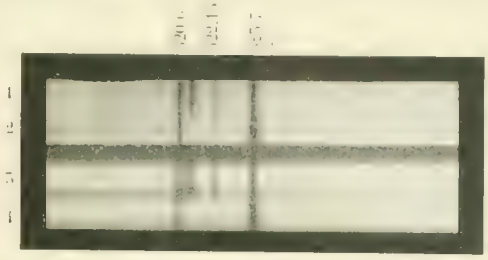


Fig. 18. — Xénotime. Groupe vert. 2 spectre réseau Rowland à la température de l'hydrogène liquide.

1. Spectre ordinaire, champ magnétique nul.
2. Spectre extraordinaire, champ magnétique nul.
3. Spectre ordinaire, vibration ordinaire normale au champ magnétique (environ 22000 gauss).
4. Spectre extraordinaire, vibration normale au champ (22000 gauss).

Axe optique du cristal normal aux lignes de force du champ magnétique, faisceau lumineux parallèle aux lignes de force.

Épaisseur du cristal, 0mm,52.

masses des électrons, on est amené à considérer la masse comme dépendant de la direction du mouvement.

L'existence de trois masses électromagnétiques principales pourrait résulter d'une forme ellipsoïdale de l'électron.

2° Comme les bandes ont sensiblement la même position dans les trois spectres, les trois constantes

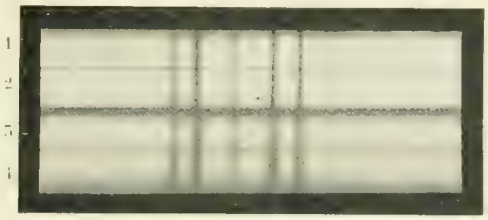


Fig. 19. — Sulfate de néodyme. Lame parallèle au plan des axes optiques, épaisseur 1mm,8. Spectres principaux à la température de l'hydrogène solide.

1. L'un des spectres (groupe orange), sans champ magnétique.
3. Même spectre que 1, le cristal étant soumis à un champ de 18000 gauss dont les lignes de force sont normales à la lame.
2. Autre spectre principal sans champ magnétique.
4. Même spectre que 2, avec champ de 18000 gauss.

Plaque panchromatique Wratten et Wainwright.

des forces quasi-élastiques dans les trois directions principales sont proportionnelles aux trois masses principales,

Il est évident que ces conclusions sont entièrement subordonnées à la théorie d'après laquelle les électrons seraient soumis à des forces quasi-élastiques. Le résultat le plus important, il ne faut pas l'oublier, est le fait expérimental indépendant de toute interprétation théorique : c'est l'existence de deux doublets magnétiques différents pour une même bande d'un même spectre principal, lorsque le champ est parallèle à l'une des deux autres directions principales.

III. — *Conclusions*

Le résumé des faits importants qui apparaissent à première vue dans l'étude de l'absorption et des phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux aux très basses températures sont les suivants :

1° Existence, pour chaque bande d'absorption, d'un maximum d'absorption, à une certaine température voisine pour beaucoup de bandes du point de liquéfaction de l'hydrogène.

2° Passage de quelques bandes par un minimum de largeur à très basse température.

3° Invariabilité, à toute température, des changements de période des systèmes oscillants sous l'influence d'un champ magnétique, phénomène qui paraît lié à l'origine du diamagnétisme.

4° Dissymétries d'intensité entre les composantes magnétiques correspondant à l'absorption des vibrations circulaires droites et gauches. Cet effet révèle des variations de stabilité des systèmes oscillants, variations qui expliqueront peut-être les propriétés paramagnétiques.

5° Explication de tous les types de dispersion rotatoire magnétique auprès des bandes.

6° Liaisons entre le pouvoir rotatoire magnétique et le magnétisme des cristaux paramagnétiques.

7° Existence, pour une même bande d'absorption, dans un même spectre principal, sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à l'une des deux autres directions principales, de deux doublets magnétiques différents. Ce fait peut être interprété par l'hypothèse de la variation de l'inertie des systèmes oscillants avec la direction du mouvement.

Chacun de ces phénomènes donnera lieu à une étude plus approfondie sur les nombreux clichés que nous avons obtenus à Leyde.

Reçu le 8 Août 1908.

L'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette

Par E. BLOCH

École normale supérieure. — Laboratoire de physique.

I. L'effet Hertz. — L'effet photoélectrique découvert par M. Hertz, en 1888, au cours de ses célèbres recherches sur les oscillations électriques, a été l'objet, depuis cette époque, d'un très grand nombre de travaux. Cet effet consiste, comme on sait, en ce que la lumière ultraviolette est capable de décharger beaucoup de conducteurs chargés d'électricité négative, alors qu'elle est sans action sur les corps chargés positivement. Parmi les corps les plus sensibles, il faut citer les métaux fraîchement polis, en particulier le zinc et l'aluminium. Les solutions de couleurs d'aniline dans l'eau sont également très photoélectriques. Au contraire, l'eau et les solutions de sels métalliques dans l'eau ne le sont pas[1]. Les métaux sont d'autant plus photoélectriques qu'ils sont plus électropositifs. Aussi les métaux alcalins le sont-ils à un degré extrême; ils perdent même leur charge négative, comme l'ont trouvé Elster et Geitel, sous l'influence des radiations du spectre visible. Enfin, en dehors des métaux, beaucoup d'autres substances sont nettement photoélectriques : ainsi les oxydes métalliques, le noir de fumée, la glace, etc.

La nature de l'effet photoélectrique a été élucidée définitivement par Lenard en 1900. Ce savant a montré que l'effet existe même dans le vide le plus [illegible]

avancé; et, dans ces conditions, la perte d'électricité négative a lieu sous forme de *rayons cathodiques*. Il a pu montrer que ces rayons ont toutes les propriétés des rayons ordinaires des ampoules de Crookes : ils sont capables de provoquer la fluorescence d'une foule de substances, ils subissent la déviation magnétique et électrique, le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge d'un corpuscule à sa masse est le même que dans les ampoules de Crookes. Ainsi la radiation qui frappe le conducteur photoélectrique a pour effet d'en faire sortir des électrons si le métal est chargé négativement : ceux-ci sont alors projetés avec une vitesse très grande qui augmente encore par l'action du champ. Si le conducteur est primitivement neutre, les électrons en sortent encore avec une vitesse de l'ordre de 10^8, qui est celle dont ils étaient animés à l'intérieur même du conducteur. Mais, en même temps, le conducteur soumis à la radiation se charge positivement jusqu'à un potentiel de l'ordre de 2 volts. Dès lors le champ antagoniste qui existe au voisinage du conducteur s'oppose à la sortie des électrons, et, pour tout potentiel positif supérieur à celui-là, aucune décharge n'a lieu par effet de la lumière.

Les électrons libérés par la radiation traversent généralement un gaz à leur sortie du conducteur photo-

électrique. Si ce gaz est sous pression élevée et si le champ électrique n'est pas trop grand, les corpuscules se transforment dans le gaz en ions négatifs ordinaires, lui communiquant ainsi la remarquable conductibilité unipolaire qui, dès l'origine, a fait l'objet des travaux de Hallwachs, Stolztow, Righi, etc. Si au contraire la pression est plus faible et le champ électrique assez intense, les corpuscules ou ions négatifs, en mouvement rapide dans le gaz, peuvent en provoquer l'ionisation par chocs. La conductibilité cesse dès lors d'être unipolaire et prend les caractères bien connus qui annoncent la décharge disruptive : c'est ce qu'ont montré les travaux de v. Schweidler, Townsend, etc.

2. L'effet Lenard. Historique. — L'année même où Lenard élucidait, d'une manière qui semble définitive, la nature de l'effet photoélectrique de Hertz, il découvrait un phénomène nouveau, l'*ionisation des gaz par la lumière ultra-violette de très petite longueur d'onde*[1]. Cette conductibilité, très notable, puisqu'un électroscope ordinaire à feuilles d'or est déchargé en quelques instants, est surtout sensible sous l'influence des sources d'ultra-violet qui émettent en grande quantité les radiations de longueurs d'onde comprises entre $0^{\mu},1$ et $0^{\mu},2$, voisines de celles qui ont été étudiées par Schumann. Ces radiations sont, comme on sait, facilement absorbés par l'air. Cependant avec des étincelles jaillissant entre pointes d'aluminium, Lenard a obtenu des effets nets jusqu'à 50 centimètres de distance.

En même temps que des ions positifs et négatifs, la radiation crée aussi : 1° des centres de condensation très actifs pour la vapeur d'eau; 2° de l'ozone. La condensation de la vapeur d'eau est tellement facilitée que, comme l'ont trouvé bien des expérimentateurs, elle peut avoir lieu en présence de vapeur simplement saturante[2].

Au cours de ses expériences, Lenard a réussi à déterminer l'ordre de grandeur des mobilités des ions qui donnent au gaz sa conductibilité. Il est arrivé à ce résultat remarquable, que les ions négatifs ont des mobilités relativement fortes, voisines de celles des petits ions (ions des rayons de Röntgen, du radium, etc.), alors que les ions positifs ont des mobilités très faibles, de l'ordre de celles des gros ions (ions du phosphore, des gaz de la flamme, etc.)[3]. Cette anomalie singulière suggère immédiatement l'hypothèse suivante pour l'explication de l'effet Lenard.

La radiation, agissant sur les particules photoélectriques en suspension dans le gaz, en fait sortir des corpuscules négatifs, pendant que les particules elles-mêmes, prenant une charge positive, deviennent de gros ions à faible mobilité. Les corpuscules émis, s'entourant par attraction électrostatique de molécules neutres de gaz, deviennent eux-mêmes de petits ions à grande mobilité, comme dans le cas de l'effet Hertz dans un gaz à la pression ordinaire. Si cette manière de voir est exacte, l'effet Lenard ne serait donc qu'un cas particulier de l'effet de Hertz. Cette hypothèse est si naturelle qu'elle est venue à l'esprit de Lenard lui-même, qui l'énonce et la discute dans ses mémoires. Les raisons qui la lui font rejeter ne paraissent pas absolument convaincantes, et le professeur J.-J. Thomson, dans son livre sur la conductibilité des gaz[1], ne les considère pas comme telles. Il se rallie au contraire à l'explication par les poussières telle qu'elle a été énoncée ci-dessus.

Néanmoins, des expériences directes sur ce sujet paraissaient utiles. M. Langevin[2], au cours de ses recherches sur l'ionisation de l'atmosphère, a été conduit à en faire quelques-unes. Se servant d'une méthode de courant gazeux, il a été amené à conclure au rôle prépondérant des poussières dans le cas où la source employée est un arc au charbon. Il a réussi aussi à créer, en quelque sorte, un effet Lenard artificiel, en semant dans l'air de l'aluminium en poudre. J'ai tenu à reprendre complètement la question pour les raisons suivantes : l'effet de l'ultra-violet n'est produit, selon Lenard, que par les radiations de très petites longueurs d'ondes; par exemple, les étincelles entre pointes de magnésium, source par ailleurs très actinique, n'exercent leur action qu'à 7 centimètres au plus. Il était donc nécessaire de se servir des sources mêmes qui, selon Lenard, sont le plus actives.

D'autre part, les méthodes de courant gazeux ont besoin d'être contrôlées par des méthodes où l'air reste immobile, l'effet disparaissant avec le temps, suivant l'expression même de Lenard « avec une extraordinaire rapidité ». En fait, Lenard a utilisé surtout les étincelles entre pointes d'aluminium et a étudié leur effet sur l'air immobile. J'ai tenu à me conformer le plus possible à cette technique, en la combinant, d'ailleurs, avec d'autres méthodes.

Les nouvelles expériences qui vont être exposées paraissent d'autant plus justifiées que, tout récemment, J. J. Thomson[3] a annoncé avoir retrouvé l'effet Lenard. Cet effet serait intercepté par 2 millimètres d'air et n'aurait, d'ailleurs, qu'une valeur très faible, puisque la conductibilité prise par l'air serait 8 fois celle de l'air ordinaire. Sans rien préjuger de ces résultats, on peut dire que ce nouveau phénomène ne peut avoir aucun rapport direct avec celui que Lenard a étudié. Ce dernier, en effet, s'étend dans l'air jusqu'à 50 centimètres, et il est intense, puisqu'il suffit

1. Lenard. *Ann. de Phys.* **1**-486 et **3**-298 1900.
2. Voir en particulier C. T. R. Wilson, *Phil. Trans.*, **192**-405-1899. — Vincent, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **12** 505 1904.
3. E. Bloch, *Ann. Phys. Chim.*, **4**-25-1905, *J. Phys.*, **4** 760 1905.

1. J. J. Thomson, *Conductivity of Gases*, p. 254, 2e édition.
2. Langevin, *Sciences Soc. de Phys.*, 4e fasc., 81 1905.
3. J. J. Thomson, *Proceedings of Cambridge Phil. Soc.*, mars 1908.

[illegible] en un temps très court un électroscope ordinaire à feuilles d'or. C'est de celui-là seul que nous nous occuperons.

3. Expériences nouvelles[1]. — Les sources d'ultra-violet utilisées ont été : 1° l'étincelle fortement condensée jaillissant entre tiges d'aluminium ; 2° l'arc au mercure de Heræus à ampoule de quartz fondu. La première source est celle que Lenard indique comme étant la plus active : la seconde est connue aussi pour la puissance de son rayonnement ultra-violet. Les expériences n'ont porté ni sur la production d'ozone, ni sur celle de noyaux de condensation

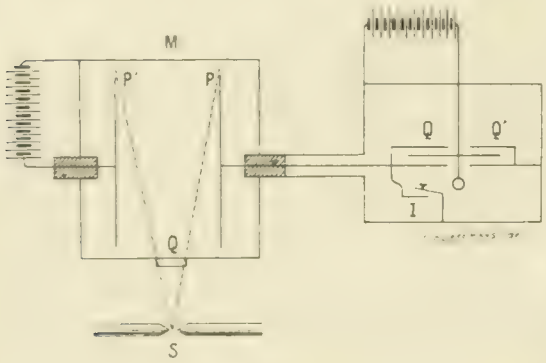


Fig. 1

de la vapeur d'eau : ce sont là des faits incontestés et qui, comme on le verra, paraissent indépendants de la formation d'ions positifs et négatifs, seul objet de mes recherches.

Une partie des expériences a porté sur l'air immobile. Celui-ci est contenu dans une boîte métallique M d'assez grandes dimensions, que l'on peut clore avec un couvercle et qui porte, à sa partie antérieure, une fenêtre carrée de 55 millimètres de côté, fermée par une lame de quartz de 1,5 à 2 millimètres d'épaisseur. Dans la boîte sont placés deux plateaux métalliques carrés de 25 centimètres de côté environ, distants de 25 centimètres. Ces plateaux sont isolés à l'ébonite et comprennent entre eux presque tout le volume intérieur de la boîte. Il est nécessaire, en effet, de soumettre au rayonnement un volume d'air notable, si l'on veut avoir des effets intenses. La source d'ultra-violet S est placée à quelques centimètres de la fenêtre Q et peut être démasquée ou mise en marche à un moment quelconque.

L'un des plateaux P est relié à la paire de quadrants Q d'un électromètre Curie sensible (1000 div. par volt), dont l'autre paire de quadrants Q est au sol ; la boîte M est également au potentiel 56 volts. Le plateau P' est chargé au moyen d'une batterie d'accumulateurs ainsi que l'aiguille de l'électromètre et la paire de quadrants Q peut être isolée à volonté avec l'interrupteur électromagnétique I. Le courant décelé par l'électromètre lorsqu'on isole la paire de quadrants Q mesurera la conductibilité de l'air dans la boîte M.

La source d'ultra-violet S étant placée à quelques centimètres (5 au moins) de la fenêtre Q, les résultats suivants ont été observés :

1° Quand la boîte M vient d'être fermée et renferme par suite des poussières, l'ultra-violet y produit un courant notable mais rapidement affaibli. Souvent, en moins d'une minute, le courant s'est pratiquement annulé. Il est nécessaire pour cela que les parois de la boîte M et les deux plateaux P et P' soient rendus non photoélectriques. A cet effet, il suffit de les noircir, puis de les couvrir d'une mince couche de suif. Cette substance est, parmi les corps dont la conductibilité est encore suffisante, celle qui m'a donné les meilleurs résultats ; elle supprime pratiquement l'effet Hertz si la source n'est pas trop rapprochée pour introduire de perturbations par suite de ses propriétés isolantes[1]. A titre d'exemple, j'indiquerai que le courant initial est du même ordre que celui que provoque dans la boîte un échantillon de radium d'activité 1000 agissant à travers le couvercle (zinc de 1 millimètre) : ce courant tombe rapidement à moins de 1/60e de sa valeur. Les potentiels employés pour produire le champ sont de quelques centaines de volts. Le résultat est indépendant du signe des ions recueillis.

2° Si l'on insuffle dans la boîte M de l'air non filtré, ou si l'on rouvre un instant la boîte, les mêmes phénomènes se reproduisent. Si l'on insuffle dans la boîte de l'air filtré sur coton, *la conductibilité ne reparaît pas*. On peut même faire disparaître ainsi une conductibilité préalablement existante. Je n'ai pas cherché à dessécher complètement l'air, mais j'ai opéré avec de l'air d'humidité très variable : les résultats sont restés du même ordre.

Ces seules expériences faites sur l'air *immobile* et avec la source d'ultra-violet employée par Lenard comme étant la plus active, me paraissent, à elles seules, mettre hors de doute l'influence prépondérante des poussières.

J'ai cru utile cependant de reprendre des expériences de courant gazeux pour obtenir l'ordre de grandeur des mobilités. La source S (fig. 2) illumine maintenant à travers la fenêtre de quartz Q l'air contenu dans une caisse métallique M dont les parois sont rendues non photoélectriques par le procédé indiqué plus haut. Un courant gazeux entraîne cet air dans un condensateur cylindrique C où la conductibilité est mesurée à la manière habituelle au moyen de l'électromètre. C'est l'électrode servant d'armature intérieure au condensateur qui recueille les charges et

[1] Lenard. Ann. der Ph. 146, 492, 1908.

[1] D'autres substances telles que le collodion ou certains liquides organiques, sont plus efficaces que le suif, mais d'un emploi moins commode ou entraînant des perturbations.

peut être isolée au moment de la mesure. On constate avec cet appareil :

1° Que si l'air insufflé n'est pas filtré, l'illumination lui communique une conductibilité très notable ;

2° Que si l'air que l'on insuffle est filtré sur coton, cette conductibilité devient pratiquement nulle.

Ces résultats sont indépendants du signe de la charge recueillie. Si l'on charge le condensateur C à un po-

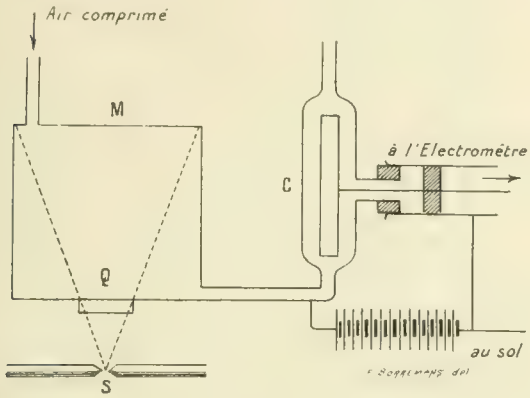


Fig. 2.

tentiel croissant, les courants recueillis augmentent, mais sont difficiles à saturer, *quel que soit le signe des ions recueillis* et malgré la capacité assez élevée du condensateur. Il s'agit donc de *gros ions des deux signes*. Ce fait n'est pas entièrement d'accord avec les résultats de Lenard qui, dans son montage a obtenu des gros ions *positifs seulement*. Il est probable que, dans mes expériences, qui portent sur des courants gazeux à débit modéré, les petits ions négatifs libérés dans le gaz par suite de l'effet Hertz sur les poussières, ont eu le temps de se diffuser en grande partie vers des poussières neutres, les transformant ainsi en gros ions. Quoi qu'il en soit, l'influence des poussières n'est pas plus contestable ici que dans les expériences portant sur l'air au repos.

Dans toutes les expériences qui précèdent la source de lumière ultra violette était placée à 5 centimètres au moins de la fenêtre de quartz. Si l'on cherche à diminuer cette distance, l'effet Hertz sur les parois de la boîte, même enduites de suif, commence à se faire sentir, à cause de l'intensité des sources utilisées. Pour tourner cette difficulté, j'ai fait une série d'expériences en interposant entre la source S et la boîte M un tube métallique de 35 millimètres de large et de 5 centimètres de long, fermé par deux lames de quartz mince et contenant de l'hydrogène pur et sec. La source de lumière n'est qu'à 5 millimètres de la lame antérieure, ce qui oblige à établir autour du tube une circulation d'eau pour éviter un échauffement trop fort. La radiation ne traverse donc que 5 millimètres d'air, puis de l'hydrogène qui est, comme on sait, très transparent à l'ultra-violet extrême. Malgré cela, les résultats sont restés les mêmes. Il ne sont donc pas attribuables à la trop grande épaisseur d'air traversée précédemment.

Il me semble donc permis de conclure que l'*effet de l'ultra-violet sur l'air, tel qu'il a été observé par Lenard, est dû, au moins pour la plus grande part à la présence dans l'air de particules photoélectriques.*

Il aurait été intéressant, pour compléter les expériences précédentes, de réaliser encore celle-ci : l'air débarrassé de ses poussières par filtration sur du coton ne présente plus l'effet Lenard ; peut-on faire réapparaître cet effet en remettant en suspension *dans cette même masse d'air* des poussières neutres? La raison qui m'a empêché de réaliser cette expérience d'une façon nette est la suivante : lorsqu'on cherche à mettre en suspension dans un gaz des poussières électriquement *neutres*, on n'y réussit pour ainsi dire jamais. J'ai essayé diverses poussières (aluminium, émeri, etc.) et divers modes de pulvérisation (barboteur, ventilateur, etc.). La charge spontanée prise par les poussières au moment de leur introduction dans le gaz, m'a toujours empêché d'étudier l'influence de l'ultra-violet sur la conductibilité du gaz, en masquant cette dernière influence. Ce fait n'est pas d'ailleurs sans présenter quelque intérêt. On sait, en effet, depuis les recherches de M. Langevin[1], que l'air renferme des gros ions en proportion beaucoup plus forte que les petits ions. La mise en suspension dans l'air de toute poudre solide, par l'action du vent par exemple, me paraît être l'une des causes les plus importantes de production de ces gros ions.

Je terminerai en signalant l'intérêt que peuvent présenter des expériences comme les précédentes dans l'étude de l'électricité atmosphérique. Cette étude comporte non seulement la recherche des causes de production et de la répartition de l'ionisation atmosphérique, mais encore celle de la distribution du champ terrestre et de la production des nuages. Il serait incorrect, comme on avait tenté de le faire dans les débuts, de ne tenir compte, dans l'explication de ces phénomènes, que des petits ions. Si les radiations ionisantes produisent dans l'air de petits ions, les flammes, et, comme on vient de le voir, le vent ou la lumière solaire libèrent surtout des gros ions. L'équilibre qui s'établit entre ces deux espèces de centres et les poussières neutres correspond à une proportion tout à fait prépondérante de gros ions. Les théories devront en tenir compte, en particulier les théories sur la condensation de la vapeur d'eau dans les hautes régions de l'atmosphère, où l'ionisation à laquelle on fait appel est le plus souvent celle que provoque la lumière ultra-violette du soleil, et présente par suite les caractères qui ont été étudiés dans ce travail.

[4 août 1908.]

[1] P. Langevin, *C. R.* **140** 232 (1905). — *Société de physique, loc. cit.*

MÉMOIRES TRADUITS

L'éther de l'espace[1]

Par OLIVER LODGE

Il y a trente ans, Clerk Maxwell publiait ici un travail remarquable sur « l'Action à distance ». Il est reproduit dans le Journal de l'Institution Royale vol. VII et je voudrais attirer l'attention sur lui. Beaucoup de physiciens soutiennent et ont soutenu que l'action à distance à travers l'espace vide est impossible, en d'autres termes, que la matière ne peut pas agir où elle n'est pas, mais seulement où elle est. Quant à savoir où elle est, c'est là un ancien problème, qui demande réflexion et ne laisse plus qu'une réponse superficielle. Car en s'appuyant sur la théorie hydrodynamique, aussi bien que sur la théorie tourbillonnaire ou la théorie électrique de la matière, on peut soutenir que chaque atome de matière a une action universelle quoique presque infinitésimale et s'étendant partout, puisque la région troublée par son existence n'est détruite ni par une frontière brusque, ni par une périphérie limitante. Les lignes de force d'une charge électrique isolée s'étendent à travers un espace illimité. Et, quoique une charge de signe opposé les courbe et les concentre, on peut traiter ces deux charges par la méthode de superposition, comme si elles existaient séparément l'une sans l'autre. Dans ce cas cependant, aussi loin qu'elles atteignent, de tels centres n'exercent évidemment pas d'action à distance, à proprement parler.

Quelques philosophes ont raison de supposer qu'un esprit peut agir directement sur un autre sans l'intervention de mécanisme, et on a parlé quelquefois d'une réelle action à distance; mais tout d'abord on ne peut se faire aucune idée précise et, on ne peut imaginer aucun modèle physique d'un tel processus; de plus, il est clair que l'espace et la distance n'ont aucune signification exacte dans le domaine de la psychologie. Les liens entre un esprit et un autre esprit peuvent être quelque chose de tout à fait autre qu'une proximité physique, et en niant une action à distance à travers l'espace vide, je ne nie pas la télépathie ou d'autres modes d'action échappant au domaine de la physique; car quoique l'ébranlement du cerveau soit certainement un phénomène physique et soit un concomittant essentiel à l'action mentale, propulsante ou réceptrice, nous savons, par le cas de la chaleur, qu'un mouvement matériel peut exister à un endroit aux dépens d'un mouvement correspondant dans un autre, sans qu'il n'y ait aucune espèce de transmission ou de connexion matérielle entre ces deux endroits : ce qui se propage à travers le vide n'est pas de la chaleur.

Cependant dans tous les cas où un mouvement physique se produit, il faut chercher un milieu ; ce peut ne pas être de la matière, mais ce doit être quelque chose ; sans une liaison quelconque, tout transport est impossible. Aucune attraction ne peut s'exercer à travers un espace réellement vide. Et même la connexion serait-elle rendue évidente par un lien matériel, l'explication ne serait pas encore complète ; car si on analyse le mécanisme de l'attraction, on trouve que la cause réelle du mouvement d'un corps est une poussée dans le sens du déplacement. La force primordiale dans la nature est la « vis a tergo ». Ainsi quand les « traits » en-quelque sorte sont trouvés, ou découvert le fil de connexion, nous nous heurtons au mot cohésion dont il nous faut alors trouver le sens ultime.

Pourquoi une tige suit-elle tout entière quand on en tire une extrémité ? Voilà ce qu'il faut expliquer ; et la seule explication que l'on puisse donner fait appel, sous une forme ou sous une autre, à un milieu continu, reliant les particules discrètes ou atomes de la matière.

Quand un ressort d'acier est courbé ou tordu, qu'est-ce qui supporte réellement la tension? Ce ne sont pas les atomes, — les atomes sont seulement déplacés ; ce sont les liens de connexion, le milieu de connexion, l'éther. La torsion d'un ressort est en réalité la torsion de l'éther. Toutes les tensions ont leur siège dans l'éther. La matière n'est susceptible que de mouvement. Il n'existe pas de contact entre les atomes de matière, tels que nous les connaissons ; il est douteux qu'une partie de matière en touche jamais une autre, pas plus qu'une comète ne touche le soleil quand elle semble rebondir sur lui ; mais les atomes sont reliés les uns aux autres, comme la comète est reliée au soleil par un *plenum* continu, sans séparation ou discontinuité d'aucune sorte.

La matière n'agit sur la matière qu'à travers l'éther. La matière est-elle chose entièrement distincte et séparée de l'éther ? en est-elle au contraire une portion dont la modification spéciale la rend susceptible de mouvement, sans rompre sa continuité avec le reste de l'éther que l'on peut alors considérer comme s'étendant partout, bien au delà des limites de la portion modifiée et tangible — voilà des questions qui demandent, et, je peux le dire, sont en voie de recevoir une réponse.

La réponse à chacune de ces questions implique

[1] [illegible] 21 février 1908.

une certaine conception du milieu universel, peut-être infini, uniforme, et partout présent, que nous appelons « l'éther de l'espace ».

On a dit avec quelque peu d'ironie que l'éther avait été fait en Angleterre. Ce n'est qu'une exagération de la vérité. Je peux même avancer qu'il a été pour une bonne part élaboré au sein de « l'Institution royale » : en effet, je vais rappeler les principales bases sur lesquelles reposent son existence et la connaissance que nous en avons. Tout d'abord, Newton reconnaît la nécessité d'un milieu pour expliquer la gravitation. Dans ses « Questions d'Optique », il montre que si la pression de ce milieu est moindre dans le voisinage des corps graves, qu'à une grande distance de ceux-ci, ces corps sont poussés les uns vers les autres; et que si la diminution de pression est inverse de la distance aux corps graves, la loi régissant cette poussée sera celle de la gravitation.

Ainsi donc, pour expliquer la gravité, il n'est besoin que d'une diminution de pression ou d'un accroissement de tension causé par la formation d'une unité matérielle c'est-à-dire d'un électron ou corpuscule; et quoique nous ne sachions pas actuellement ce qu'est un électron, si c'est un centre de tension, ou quelle autre singularité il représente dans l'éther — il n'y a aucune difficulté, à supposer qu'une légère extension presque infinitésimale, ou un commencement de raréfaction doivent se produire dans l'éther toutes les fois qu'un électron y prend naissance, pour disparaître ensuite au moment de sa dissolution ou de sa destruction.

Strictement parlant, il n'y a pas de réelle *extension* (Strain); mais seulement un état *d'effort* puisqu'il ne peut pas y avoir de réelle *flexion* mais seulement une traction ou tension s'étendant dans toutes les directions à l'infini.

La tension qui correspond à une unité de matière est presque risiblement petite et cependant pour les agrégats qui constituent un corps tel qu'une planète, elle devient énorme.

La force qui retient la lune sur son orbite serait assez grande pour rompre une tige d'acier de quatre cents milles de diamètre avec une ténacité de trente tonnes par pouce carré; de sorte que si la lune et la terre étaient reliées par de l'acier, au lieu de l'être par la gravité, une forêt de colonnes serait nécessaire pour permettre au système d'effectuer en un mois une révolution complète autour de son centre de gravité. Une telle force implique nécessairement dans le milieu une tension ou une pression énormes.

Maxwell calcule que cette force de gravitation dont nous supposons l'existence près de la terre, dans le milieu invisible, est trois mille fois plus grande que l'effort de traction que peut supporter sans se rompre, l'acier le plus dur; près du soleil elle sera 2500 fois plus grande encore.

Je me suis demandé, si, dans le cas où tout l'univers sensible, estimé par Lord Kelvin comme équivalent à mille millions de soleils environ, serait concentré en un seul corps de densité donnée, la tension dans l'éther ne pourrait pas devenir assez grande pour y déterminer une tendance à la rupture; il en résulterait une explosion dissociant les corps en particules et disséminant celles-ci, qui ne formeraient plus qu'une immense nébuleuse avec quelques autres fragments dans les profondeurs de l'espace.

Par l'arithmétique d'ailleurs je trouve qu'il faudrait une concentration dont la grandeur est une absurdité, ce qui montre qu'une telle masse est tout à fait insuffisante (voir l'appendice). En effet, la tension atteindrait son maximum à l'intérieur d'une telle masse; et elle ne s'élèverait pas à la valeur de 10^{5} dynes par centimètre carré, sans qu'il survienne quelque chose. Je ne suppose pas que ce puisse être la raison, qui doit exister, il faut bien le penser, de l'état de dispersion de la matière gravitante.

Toutefois on connaît trop peu de choses sur le mécanisme de la gravitation pour nous permettre d'en tirer l'argument le plus solide en faveur de l'existence d'un éther. C'est la théorie de la lumière dont un des fondateurs fut, au commencement du siècle dernier, notre professeur de philosophie naturelle, le docteur Thomas Young, qui provoqua pour la première fois et de la manière la plus concluante l'hypothèse d'un milieu tel que l'éther.

Il n'existe pas de matière ordinaire capable de transmettre les ondulations ou tremblements que nous appelons la lumière. La rapidité avec laquelle elle se propage, la nature de l'ondulation, et la facilité avec laquelle elle traverse le vide, rendent une transmission par la matière impossible. Il a été bien clairement et universellement reconnu que des ondes doivent être l'ondulation de quelque chose — quelque chose de distinct de la matière, c'est ainsi que Lord Salisbury, dans son adresse présidentielle à l'Association britannique à Oxford, a fait la critique de l'éther en tant qu'il ne serait guère plus qu'un sujet du verbe onduler. C'est bien cela, en effet, mais c'est aussi quelque chose de plus; d'ailleurs pour faire mieux voir cet aspect de l'éther, considéré comme *support* de la lumière, je vais citer un paragraphe au travail de Clerk Maxwell à laquelle j'ai déjà fait allusion.

« Les immenses régions interplanétaires et interstellaires ne seront pas regardées longtemps encore comme de vastes espaces de l'univers que le Créateur n'a pas jugés propres à remplir des symboles d'ordre que sous mille formes manifeste son œuvre. Nous les trouvons déjà pleins cependant de ce milieu merveilleux; si pleins même qu'aucun pouvoir humain ne peut le retirer de la plus petite partie de l'espace, ou produire la plus légère coupure dans son infinie continuité. Il s'étend sans interruption d'une étoile à une

autre : et quand une molécule d'hydrogène vibre dans la constellation du Chien, le milieu reçoit les impulsions de ces vibrations, les transporte pendant plusieurs années dans son immense sein, et les livre enfin en ordre régulier en nombre complet, au spectroscope de M. Huggins à Tulse Hill (On aime à penser que ces chercheurs éprouvés, Sir William et Lady Huggins sont maintenant encore au travail).

C'est assez appuyer sur le fait que l'œil est réellement le sens de l'éther, le seul que nous possédions, le seul moyen par lequel l'éther puisse nous atteindre, c'est assez dire qu'être averti de l'existence de vibrations de ce milieu, percevoir la direction dans laquelle elles se propapagent, et faire quelques inductions, comme sur la qualité de l'objet qui les a émises, c'est tout ce que nous entendons par les mots de « vue » et « vision ».

Passons maintenant à une autre fonction de l'éther, aux phénomènes électriques et magnétiques qu'il manifeste ; à ce propos je me permettrai de faire une très courte citation des œuvres de Faraday, dont on peut dire que la vie entière a eu pour but une compréhension meilleure des phénomènes de l'éther. Et de fait, la statue qui se trouve dans notre hall d'entrée, peut être considérée comme la statue de l'homme qui a découvert les propriétés électriques et magnétiques de l'éther de l'espace.

Dans les idées de Faraday le milieu, qui propage la lumière doit avoir aussi un rôle dans les phénomènes électro-magnétiques. « Pour ma part, dit-il, étant donné la manière dont se comporte dans le vide la force magnétique, ainsi que le caractère général des phénomènes magnétiques, extérieurs à l'aimant, je suis beaucoup plus porté à croire, que la force est transmise grâce à une certaine action, extérieure à l'aimant, qu'à admettre une simple attraction et répulsion à distance. Cette certaine action peut découler d'une propriété de l'éther ; car il est assez vraisemblable que, s'il existe un éther, il doit être autre chose que le simple convoyeur des radiations. »

Cette supposition a été fortement corroborée par les recherches ultérieures.

A présent on a découvert une autre fonction encore de l'éther ; celle de constituer la matière, sujet d'étude d'un intérêt immense et auquel de nombreux et actifs travailleurs s'attachent actuellement. Voici, à ce propos, une courte citation de votre professeur de philosophie naturelle, J.-J. Thomson, citation dans laquelle il résume la conclusion que tous nous entrevoyons, bien qu'elle n'ait pas été encore complètement atteinte et ne soit pas exprimée par tous de la même façon.

« La masse *toute entière* d'un corps est exactement la masse d'éther qui entoure le corps, et qui en subit toutes les translations par l'intermédiaire des tubes de Faraday associés aux atomes du corps. En somme, toute masse est une masse d'éther ; toute quantité de mouvement, quantité de mouvement de l'éther ; et toute énergie cinétique, énergie cinétique de l'éther. Cette manière de voir, il faut bien le dire, nécessite pour l'éther, une densité immensément plus grande que celle d'aucune substance connue. »

Oui, si dense que par comparaison la matière semblerait une trame légère, une nébulosité imperceptible, une voie lactée ; quelque chose de non irréel cependant ou sans importance ; — un épis de maïs n'est pas irréel, il n'est pas non plus sans importance pour certaines créatures, mais on ne peut dire qu'il soit massif ou dense ; et la matière, même le platine, n'est pas dense comparée à l'éther.

Jusqu'à l'année dernière cependant, je ne m'étais pas rendu un compte complet de ce que doit être la densité de l'éther (voir Lodge. *Phil. Mag.*, avril 1907) par rapport à la matière, cette forme de l'éther qui en appelle à nos sens et qui de cette manière attire notre attention. Si j'ai le temps, je reviendrai sur ce point avant de terminer.

Existe-t-il encore quelque autre fonction de l'éther, non encore découverte, mais dont la découverte future soit dans les limites du possible? Je le crois, mais c'est un point trop purement spéculatif pour être exposé ici ; disons seulement que cette fonction inconnue a été considérée comme probable par les auteurs de « l'Univers invisible » et que Clerk Maxwell a essayé de l'exprimer en ces termes :

« Cette immense étendue de substance homogène et isotrope n'est-elle susceptible que de constituer un milieu d'action et de réaction mutuelles des corps distants les uns sur les autres et de remplir d'autres fonctions physiques dont, peut-être, nous n'avons aucune conception, ...ou bien peut-elle servir encore à constituer l'organe matériel de fonctions vitales et intellectuelles aussi élevées ou plus élevées que les nôtres dans leur état actuel, — ce sont là des questions qui dépassent de bien loin les limites de la spéculation physique. »

Je m'arrête ici et j'abandonne pour le moment ce côté de mon sujet.

J'essaierai maintenant de montrer quelques-unes des relations existant entre l'éther et la matière.

On demande souvent si l'éther est matériel. C'est pour une grande part question de mots et de convenance. Sans aucun doute, l'éther appartient à l'univers physique ou matériel, mais ce n'est pas de la matière ordinaire. Je préférerai dire que ce n'est pas du tout de la « matière ». Ce peut être la substance ou substratum dont est composée la matière, « l'étoffe » en somme, dont elle est faite, mais il y aurait confusion à ne pouvoir distinguer d'un côté la matière, de l'autre l'éther. Si vous nouez un bout de cordon, le nœud est fait de cordon, mais le cordon n'est pas composé de nœuds. Si vous faites, en fumant, un vortex, le vortex sera constitué par de l'air en mou-

vement, sans que l'atmosphère soit un vortex : le dire n'aurait pour résultat que de la confusion.

La distinction essentielle entre l'éther et la matière est que la matière se *meut*, en ce sens qu'elle est susceptible de changer de lieu et qu'elle peut effectuer des chocs et des bombardements, tandis que l'éther est en *état de contrainte*, exerce des efforts et répond à des tensions. Toute énergie potentielle existe dans l'éther. Il peut vibrer, il peut tourner, mais en ce qui concerne la translation il est stationnaire — le plus stationnaire des corps connus — stationnaire absolument pour ainsi dire, notre étalon d'immobilité.

Tout ce que nous pouvons faire par nous-mêmes, dans l'univers matériel, est de modifier le mouvement et la configuration de masses de matière ; par nos muscles nous pouvons déplacer la matière, et c'est la seule action directe que nous puissions exercer ; tout le reste n'est qu'indirect.

Mais alors comment se peut-il que la matière soit formée d'éther ? comment un solide peut-il provenir d'un fluide ? Un solide possède rigidité, impénétrabilité, élasticité, toutes qualités dont on se demande comment elles peuvent être imitées par le fluide parfait que l'éther doit être. La réponse est qu'elles peuvent l'être par un fluide en mouvement ; c'est ce que nous permet d'avancer avec confiance une grande partie des travaux de Lord Kelvin.

Quelques expériences vont le faire comprendre.

Une roue avec des rayons donne passage, quand elle est immobile, à la lumière et à une balle qu'on lance à travers elle ; elle arrête cette balle et la fait rebondir quand elle tourne rapidement. Le mouvement n'a modifié dans la roue que sa perméabilité ; sa transparence pour la lumière n'a pas changé.

Une corde de soie qui pend d'une poulie acquiert à la fois de la rigidité et de la viscosité quand on a fait tourner rapidement la poulie ; les pulsations ou les ondes que l'on peut produire sur la corde se propagent avec une vitesse égale à la vitesse propre de la corde, quelle que soit d'ailleurs cette vitesse, d'où il résulte que ces ondes paraissent immobiles. C'est là un cas de rigidité cinétique ; et le fait que la vitesse de transmission des ondes est égale à la vitesse de et rotation de leur support matériel est à la fois typique important, car dans tous les cas d'élasticité cinétique ces deux vitesses sont du même ordre de grandeur.

Une chaîne flexible mise en mouvement de rotation sur elle-même se tient droite sur son extrémité, tant que le mouvement continue.

Un jet d'eau suffisamment rapide peut être frappé avec un marteau comme une enclume et résiste quand on essaye de le couper avec un sabre.

Un disque tournant en papier devient élastique comme du métal flexible et peut servir de scie circulaire. Sir William White m'a rapporté qu'en construction navale on coupe des plaques d'acier avec un disque de fer doux tournant rapidement.

Un vortex sorti d'un orifice elliptique, oscille autour de la forme circulaire, qui est sa forme stable comme le ferait un anneau de caoutchouc, nous fournissant ainsi un bel exemple d'élasticité cinétique et d'un fluide se comportant évidemment comme s'il avait quelques-unes des propriétés d'un solide.

Si donc il est possible de mettre l'éther en mouvement de rotation, nous pourrons espérer imiter par là les propriétés de la matière ou même, par son aide, construire la matière. Mais comment faire tourbillonner l'éther ? La matière, à elle seule, semble n'avoir aucune prise sur lui. J'ai fait tourner des disques d'acier, de un yard de diamètre, à la vitesse de 4000 tours par minute, j'ai fait passer entre eux de la lumière un grand nombre de fois, et examiné soigneusement s'ils produisaient le plus léger effet sur l'éther. Or l'effet le plus léger n'a pas paru. Nous ne pouvons, mécaniquement, faire tourbillonner l'éther.

Mais nous pouvons le faire vibrer électriquement, et c'est ce que produit toute source de radiation. Un corps électrisé, en vibration suffisamment rapide, est la seule source d'ondes dans l'éther que nous connaissions ; et si une charge électrique est subitement arrêtée, elle donne naissance aux pulsations connues sous le nom de rayons X, par l'effet de la collision. Ce n'est pas une certaine vitesse des charges, mais c'est leur changement soudain de vitesse qui représente la condition nécessaire pour que l'électricité engendre des ondes dans l'éther.

Nous pouvons aussi avoir l'intuition de certains mouvements de rotation dans l'éther, bien que nous n'ayons aucun moyen sensible pour avoir connaissance des tourbillons comme la vision nous en fournit un pour certains modes vibratoires. On admet l'existence de ce tourbillon partout où l'on place une charge électrique dans le voisinage d'un pôle magnétique. Autour de la ligne qui les joint l'éther, tourbillonne comme une toupie. Je ne dis pas qu'il tourne vite : cela dépend de sa densité ; il tourne, en fait, avec une extrême lenteur, mais avec un moment de quantité de mouvement bien défini. Dans la théorie de J. J. Thomson, ce moment de quantité de mouvement est exactement égal au produit $e\ m$ de la charge par l'intensité de pôle, la charge étant mesurée électrostatiquement et l'intensité de pôle magnétiquement.

Comment prouver ceci expérimentalement ? Supposons qu'on ait enfermé dans une boîte une toupie en mouvement, de telle sorte que les moyens ordinaires ne puissent permettre d'avoir connaissance de son mouvement de rotation ; la manière spéciale, et qu'on peut appeler gyrostatique, dont le système réagira sous l'action d'une force, pourra révéler la toupie. Si la « précession » est possible, le système se déplacera dans un plan perpendiculaire à la force déviatrice. Il

[illegible] de même pour une charge électrique et un pôle [illegible]. Essayons de mettre brusquement en mouvement la charge électrique, et aussitôt elle subira [illegible] à angle droit. Or une charge en mouvement est un courant, et le pôle et le courant ont tendance à tourner l'un autour de l'autre, véritable action gyrostatique due au tourbillonnement de l'éther qu'aucun autre moyen ne permet de révéler. Le fait de cette rotation a été découvert par Faraday.

Je sais qu'il est d'usage de procéder autrement en faisant intervenir les lignes de force et la fixité du circuit ; mais, pour moi, un courant électrique est un flot de particules chargées, et je crois que, pour prendre la question et arriver à la vérité, il n'y a pas une voie unique, pouvant exclure d'autres méthodes également acceptables. Au fond, de quelque manière qu'on l'envisage, elle fournit un exemple des trois vecteurs rectangulaires.

Les trois vecteurs formant un trièdre trirectangle, que l'on peut désigner respectivement par courant, magnétisme et mouvement, ou plus généralement par E, H, V, représentent la relation vraiment fondamentale entre la matière et l'éther, et constituent le lien qui unit électricité, magnétisme et mécanique. Là où il y a deux d'entre eux, la troisième est une conséquence nécessaire. Sur ce principe sont fondés toutes les dynamos, les moteurs électriques, la lumière, la télégraphie et la plupart des inventions. A dire vrai, on peut se demander s'il n'est pas à la base de tout ce que nous connaissons dans le domaine des sciences physiques, et s'il n'est pas l'origine de notre conception des trois dimensions dans l'espace.

Enfin, cette propriété fondamentale de l'éther qu'on appelle *inertie*, je montrerais, si j'avais le temps, qu'on peut l'expliquer électromagnétiquement à la condition d'admettre que la densité de l'éther est de l'ordre de 10^{12} (grammes par centimètre cube). L'élasticité de l'éther doit alors être de l'ordre de 10^{35} *c. g. s.* ; et si elle est due à un état de tourbillonnement interne, la vitesse de ce tourbillonnement ou élasticité rotationelle doit être du même ordre que la vitesse de la lumière. C'est là une conséquence hydrodynamique, de la même manière que la vitesse avec laquelle se propagent des pulsations, sur une corde sans fin flexible et uniquement tendue par la force centrifuge qui accompagne son mouvement, est exactement égale à la vitesse de la corde elle-même. Ainsi dans l'état actuel de nos conceptions, l'énergie interne de l'éther, par sa constitution même, est incroyablement et colossalement grande. La substance de quelques millimètres cubes posséderait une masse, si elle était de la matière, d'un millier de tonnes et une énergie équivalant à celle que produiraient un million de [illegible] pendant 40 millions d'années.

L'univers où nous vivons est extraordinairement un ; et notre investigation ne fait que commencer. Nous savons que la matière a une importance psychique puisqu'elle peut constituer le *cerveau*, qui unit l'un à l'autre le monde physique et le monde psychique. S'il est quelqu'un pour penser que l'éther, avec toute sa massivité et son énergie, n'a probablement aucune importance psychique, je m'avoue incapable de partager son opinion.

Appendice I. — Sur la gravité et la tension dans l'éther.

Si l'on exprime la loi de gravitation par la formule :

$$T = \gamma \frac{mm}{r^2}$$

le sens adopté ici pour la tension dans l'éther au voisinage de la surface du globe terrestre correspond à la formule :

$$T = \int_R^{\infty} \frac{\gamma E}{r^2}\, dr = \frac{\gamma E}{R},$$

(en désignant par E la masse de la Terre) ; l'intensité de la pesanteur, au sens ordinaire, est alors :

$$g = -\frac{dT}{dR} = \frac{\gamma E}{R^2} = \frac{4}{3}\pi\rho\gamma R.$$

Ainsi donc, au voisinage de la surface d'une planète, la tension est $T_0 = gR$, ou encore, pour diverses planètes, proportionnelle à ρR^2.

Une masse matérielle tombant en chute libre de l'infini vers la planète atteint sa surface avec la vitesse $\sqrt{2T_0}$; si elle tombait de la surface au centre elle l'atteindrait avec la vitesse $\sqrt{T_0}$ en supposant la distribution de la densité uniforme, et, si elle tombait de l'infini jusqu'au centre, elle y arriverait avec la vitesse $\sqrt{5T_0}$.

Traduisons tout ceci en langage ordinaire.

La tension qu'il faut supposer dans l'éther à la surface de la Terre, pour expliquer la pesanteur par la vitesse avec laquelle cette tension varie quand on s'éloigne de cette surface, est de l'ordre de 6.10^{11} unités C. G. S. Au voisinage du Soleil la tension est 2500 plus grande. D'une manière générale elle est proportionnelle à la densité et à la surface de la sphère au voisinage de laquelle on la calcule. Par suite, à la surface d'un boulet d'un pouce de diamètre, elle est de l'ordre de 10^{-6} ; et près d'un atome ou d'un électron elle est environ 10^{-21}.

Pour arriver à une tension égale à la tension critique, probablement disruptive, que puisse supporter l'éther (10^{35} C. G. S.), il faudrait être au voisinage d'un globe qui aurait la densité de la Terre et un rayon égal à huit années de lumière. Pour produire une vitesse de chute libre sous l'influence de la gravité égale à celle de la lumière, il faudrait un globe ayant la densité de la Terre et pour rayon la distance

de la Terre au Soleil, c'est-à-dire 26 000 fois le rayon terrestre. Si la densité était moindre, la surface devrait être augmentée à proportion, de manière que εK^2 reste constant.

La totalité de l'univers visible comprise dans les limites d'une parallaxe inférieure à 1/1000 de seconde d'arc, et estimée par Lord Kelvin comme équivalente à 10^9 soleils, serait tout à fait insuffisante pour porter la tension de l'éther à sa valeur critique 10^{55} C. G. S., à moins de la concentrer à un degré absurde ; mais elle peut engendrer une vitesse égale à celle de la lumière sous une densité comparable à celle de l'eau.

Si l'univers visible s'étendait sans limite, avec la même densité moyenne (soit environ $1.6 . 10^{-27} \frac{gr.}{cc.}$) la tension disruptive de l'éther serait atteinte par une sphère dont le rayon serait à peu près de 10^{15} années de lumière ; et la vitesse de la lumière pourrait être atteinte en chute libre quand le rayon de cette sphère serait de 10^7 années de lumière. Toutefois l'hétérogénéité de l'univers aurait pour effet d'*abaisser* ces limites.

Il est remarquable de voir combien est faible la densité moyenne de la matière répandue dans la région visible de l'espace ; et lord Kelvin a montré que dans l'espace tout entier elle doit être encore bien plus petite — qu'en réalité elle devient infinitésimale.

Estimer cette densité à 10^{-25} C. G. S., c'est dire que le cosmos visible est beaucoup plus « rare » comparé à un vide de un cent millionième d'atmosphère que ce vide ne l'est par rapport au plomb.

C'est d'ailleurs parce que la matière ordinaire consiste aussi en particules séparées les unes des autres par des distances très grandes par rapport à leurs dimensions que nous pouvons affirmer la petitesse de la densité d'une matière ordinaire, prise en masse, comme de l'eau ou du plomb, par rapport à celle du milieu continu dont toutes les particules sont faites. Ce milieu fondamental lui-même doit être également dense partout, qu'il soit matérialisé ou libre.

Appendice II. — Remarques et commentaires sur la densité de l'éther.

Je constate qu'un critique du moins attentif et bienveillant — C. W. S., dans la *Westminster Gazette* — a supposé qu'en parlant de l'immense densité ou massivité de l'éther, et de la densité extraordinairement faible, en comparaison, de la matière prise en masse, je voulais dire que la matière est une *raréfaction* de l'éther. Ce n'était pas, cependant, mon intention. Le point de vue pour lequel je plaide est que l'éther est un *continuum* parfait, un *plenum* absolu, et que par conséquent aucune raréfaction n'y est possible. L'éther intérieur à la matière est exactement aussi dense que l'éther extérieur à la matière et n'est pas plus dense. Une unité matérielle — disons un électron — n'est qu'une certaine particularité ou une singularité dans l'éther lui-même, dont la densité cependant est rigoureusement uniforme partout. Ce que nous appelons matière est un agrégat, un groupement d'un nombre énorme de semblables unités.

Comment peut-on dire alors que la matière est des millions de fois plus « rare » ou moins riche en substance que l'éther dont elle est essentiellement composée?.... (L'auteur explique en détail la distinction entre la densité d'une poudre ou d'un agrégat dans son ensemble et dans son état ordinaire, et la densité des particules qui le composent. Il cite ensuite, d'après le professeur Poynting, un passage des œuvres posthumes de Robert Hooke dans lequel cette conception de l'éther et de la constitution de la matière est déjà exposée (1705). M. Poynting traduit le langage un peu confus de Hooke de la manière suivante : l'espace est rempli tout entier d'une substance également dense partout. De l'or remplit seulement une petite partie de l'espace que nous lui assignons, et pourtant sa masse est grande. Combien plus grande alors doit être la masse totale qui remplit cet espace!)

Cela supposait tacitement que les particules composant l'agrégat matériel sont toutes formées d'une seule et même substance continue, en réalité que la matière est faite d'éther. Au temps de Hooke cette hypothèse n'a pu être qu'une pure spéculation. Mais à présent cette spéculation se justifie ; tous nous sentons qu'elle est en train de devenir vérité.

D'ailleurs, ce n'est pas sur un sentiment de cette sorte que nous nous basons ; nous nous basons sur la mesure expérimentale de la masse et sur l'évaluation mathématique du volume de l'électron. Le calcul montre, en effet, que quelle que soit la manière dont on cherche à rendre compte de la masse, que ce soit électrostatiquement, magnétiquement ou hydrodynamiquement, le rapport de la masse au volume réel ne peut différer, suivant la méthode employée que par un coefficient numérique qui n'en modifie pas l'ordre de grandeur ; notre conclusion n'exclut donc qu'une chose, c'est que l'on découvre que l'électron négatif n'est pas la réelle et essentielle unité de matière, et n'est qu'un élément subsidiaire de la matière, tandis que la masse fondamentale est la charge positive plus grosse. Cette dernière hypothèse, d'ailleurs, est trop vague actuellement pour être utilisée. De plus, la masse de cette charge serait alors inexpliquée et nous obligerait à faire un pas de plus qui probablement nous amènerait à peu près au même résultat pour la densité de l'éther, que celui que nous avons obtenu en partant de l'électron négatif, plus familier et plus abordable.

Mais pourquoi, somme toute, supposer à l'éther une densité finie ? Pourquoi ne pas supposer qu'il est

[illegible] et nous examine il est infiniment continu et que toutes ses propriétés sont infinies ? Ce serait possible [illegible] nous ne connaissons pas la vitesse de propagation de la lumière. En transmettant des ondes avec une vitesse finie et mesurable, l'éther a écarté lui-même cette hypothèse et a rendu possible le calcul et même le calcul numérique. Ses propriétés se manifestent ainsi comme essentiellement finies — quelque infini que puisse être le domaine entier de son existence.

[Rev. 4, 20 janvier 1908.]

[Traduit de l'anglais par Louis Dunoyer.]

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS · EXTRAITS · ANALYSES · INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Préparation et propriétés du polonium. — Giesel (*Chem. News*, **97**, 242, 1908, A). — I. *Préparation du polonium.* — Le polonium étant un produit de désagrégation du radium, les sels de radium, pourvu qu'ils soient suffisamment vieux, doivent constituer le meilleur point de départ pour sa préparation. En effet, M. Giesel a pu précipiter le polonium de solutions de radium pur, en y plongeant du bismuth ou du platine métallique. Quand on fait passer dans ces solutions un courant d'hydrogène sulfuré il se forme aussi un précipité invisible qu'un filtre retient en acquérant toutes les propriétés du polonium pur.

Si l'on opère non sur des solutions pures, mais sur des eaux mères provenant de la cristallisation de bromure de barium radifère, l'hydrogène sulfuré fournit un précipité de sulfure de plomb qui contient le polonium ; si l'on reprend ce précipité par l'acide chlorhydrique concentré et chaud, le polonium passe dans la solution.

Sur ces remarques faites antérieurement (Ber. **35**, 3641, 1902), M. Giesel a basé le mode de préparation suivant : il a pris 40 kilogrammes de chlorure de plomb provenant de la pechblende ; ce chlorure est assez riche en polonium, puisqu'en en traitant un peu par le chlorhydrate le point [illegible] le plomb obtenu fasse scintiller un écran au sulfure de zinc, sans que cela puisse être imputé aux traces de polonium contenues dans les réactifs, comme l'ont montré Elster et Geitel[1]. On fait dissoudre ce chlorure de plomb [illegible], on sépare de petites quantités de substances insolubles, puis on ajoute un peu d'acide sulfurique dilué pour précipiter le radium (le précipité contient aussi un peu de polonium qu'on extrait séparément). La solution [illegible] est précipitée par l'ammoniaque et le précipité est mis à digérer avec un grand excès d'acide chlorhydrique concentré, puis on sépare le liquide acide du chlorure de plomb non dissous. On répète ce lavage à l'acide chlorhydrique [illegible] cinq fois, et les liqueurs qui en résultent [illegible] séparément, on concentre au fur et à mesure le chlorure de plomb qui cristallise.

On fait [illegible] passer un courant d'hydrogène sulfuré dans [illegible]. La première donne un précipité de quelques [illegible] de sulfures d'arsenic, de plomb, de bismuth, de cuivre et de mercure (traces). Les autres donnent un précipité plus faible de cuivre pur. On traite par le sulfure d'ammonium, qui dissout le sulfure d'arsenic, par l'acide chlorhydrique concentré et bouillant qui dissout le sulfure [illegible] et de bismuth, puis on précipite le bismuth à l'état d'oxychlorure. Le sulfure de cuivre reste inattaqué.

[illegible] *Phys.* [illegible], 7, 811, 1906.

On constate alors que presque tout le polonium reste avec le sulfure de cuivre, très peu avec le bismuth. On dissout donc le sulfure de cuivre dans l'acide nitrique ; si l'on ajoute alors à la solution de l'ammoniaque, on voit sans peine des flocons blancs qu'on peut recueillir et sécher sur un filtre.

II. *Propriétés du polonium.* — Le nouveau produit est beaucoup plus actif que les dépôts antérieurement obtenus sur métal. Non seulement il produit une brillante phosphorescence sur l'écran au sulfure de zinc, mais il ionise l'air très énergiquement et avec luminescence. Cette abondance de particules α est une preuve de la pureté de la préparation.

La solution dans deux ou trois gouttes d'acide chlorhydrique est jaune brun. Il y a doute sur l'élément auquel il faut rapporter la coloration.

Une bande de bismuth plongée dans la solution devient brune et bleue comme de l'acier trempé. Elle acquiert une activité dont l'ordre de grandeur la rend commode pour former un compensateur de courant. Sur le cuivre il se forme un très léger dépôt blanc gris ; sur le platine rien n'est visible, bien que le métal devienne très actif.

On n'a pu constater aucune relation avec le tellure.

Des tubes contenant du polonium et vides de gaz depuis deux ans ne manifestent aucune trace d'hélium.

L. Dunoyer.

Remarques sur l'article de Giesel relatif au polonium[1]. — **Marckwald** (*Chem. News*, **97**, 277, 1908, A). — Revendication de priorité. La séparation du polonium à l'état d'oxyde a été faite par M. Marckwald, il y a trois ans[2]. Il a séparé de 15 tonnes de pechblende 5 milligrammes de polonium à peu près complètement pur et présentant toutes les réactions indiquées par M. Giesel.

En ce qui concerne les relations du polonium et du tellure nos connaissances actuelles doivent les limiter sans que rien ne s'y oppose, à ce que permet de supposer la classification périodique, laquelle a servi d'excellent instrument de travail à M. Marckwald pour la préparation méthodique du polonium.

L. Dunoyer.

Sur la charge électrique du dépôt actif de l'actinium. — **Sidney Russ** (*Phil. Mag.*, **15**, 757, 745, 1908). — Ce travail fait suite aux recherches récentes de l'auteur sur l'activité induite du thorium, du radium et de l'actinium dont l'analyse a été donnée dans ce journal[3].

Dans ces expériences, l'électrode chargée négativement ne recueillait pas toute l'activité induite produite par l'éma-

1. *Chem. News*, **97**, 242, 1908. — *Radium*, **5**, 250, 1908.
2. Berichte, **38**, 591, 1905.
3. *Le Radium*, 1908.

nation qui se dégageait d'une préparation d'actinium, placée assez loin de cette électrode relativement à la distance jusqu'à laquelle peut diffuser l'émanation qui a une vie très courte. Une partie de l'activité induite se déposait sur l'anode.

Le rapport de l'activité induite sur la cathode à l'activité induite sur l'anode augmente quand on rapproche les électrodes du sel ou quand on diminue la pression. En diminuant graduellement la pression, ce rapport augmente, passe par un maximum, puis diminue. M. Moulin.

Rayons β secondaires. — J.-A. Mc. Cleland (*Proc. Roy. Soc.*, **80**-501-515-1908). — L'auteur étudie comment varie l'intensité du rayonnement secondaire, émis par des lames de différentes substances, avec la direction d'émission, lorsque la radiation primaire tombe sur la lame suivant un angle constant. La majorité (96 pour 100) du rayonnement secondaire est due aux rayons β.

Une série d'expériences a été faite sur le rayonnement secondaire émis dans le plan d'incidence. Dans une autre série, l'auteur a mesuré le rayonnement total émis par les lames pour différentes incidences du faisceau primaire.

Pour un angle d'incidence constant, on trouve que l'intensité de la radiation secondaire totale passe par un maximum au voisinage de l'angle de réflexion régulière. Quand le rayonnement primaire est normal à la lame, l'intensité d'émission est proportionnelle au cosinus de l'angle d'émission.

L'auteur admet que ce rayonnement total résulte de la superposition d'un rayonnement secondaire émis symétriquement par rapport à la normale et d'un rayonnement β réfléchi. En prenant la différence de deux ordonnées de la courbe de répartition du rayonnement, correspondant à deux angles égaux situés de part et d'autre de la normale, on obtient une autre courbe qui représenterait en gros le rayonnement réfléchi. Cette courbe présente un maximum qui coïncide très exactement avec la direction de la réflexion régulière.

La portion réfléchie du rayonnement secondaire est, par rapport au rayonnement total, plus grande pour Al que pour Sn et plus grande pour Sn que pour Pb. Elle est d'autant plus grande que l'angle d'incidence est plus grand.

Quand l'épaisseur du réflecteur augmente, la portion réfléchie augmente, mais moins rapidement que le rayonnement total.

Si les rayons primaires tombent normalement sur la lame, l'absorption des rayons secondaires par un écran de feuilles d'étain varie avec la nature de la substance qui émet ces rayons secondaires, tandis que, si l'angle d'incidence est de 60 degrés, l'absorption des rayons émis dans la direction de réflexion régulière est indépendante de la substance et est la même que pour les rayons primaires.

La deuxième série d'expériences montre que les rayons réfléchis constituent une partie importante de la radiation totale et ne sont pas uniquement contenus dans le plan d'incidence. Quand l'incidence des rayons primaires augmente, la radiation totale augmente puis diminue.

Il semble donc que le rayonnement secondaire comprenne des rayons β réfléchis, de même vitesse que les rayons β primaires. Les particules β incidentes traversant un grand nombre de molécules sans perdre d'énergie subissent, de la part de ces molécules, une action qui se traduit par une force nécessairement normale à la surface de la lame. La composante tangentielle de la vitesse restant alors constante, ces particules doivent sortir de la lame suivant une direction qui est précisément celle de la réflexion régulière.

M. Moulin.

Les changements de vitesse, dans un champ électrique, des rayons α, β et secondaires des substances radioactives. — A.-S. Eve (*Phil. Mag.*, **15** 720-737-1908). — Les rayons secondaires des rayons β et γ émis par les substances légères sont non seulement moins intenses que ceux qui sont émis par les substances denses, mais ces rayons sont au début plus facilement absorbables par l'aluminium (Allen). Quelques substances telles que la brique, l'ardoise, le bois, le papier et le carbone donnent lieu à des rayons secondaires pénétrants provenant d'une profondeur de plusieurs centimètres et qui sont constitués de rayons secondaires γ ou de corpuscules de grande vitesse. Après passage à travers un écran, la radiation secondaire de la brique ou du papier peut devenir plus intense que celle qui est émise par une substance dense telle que le plomb.

Avec un champ électrique intense de même direction que celle du rayonnement, on peut, suivant la direction du champ, augmenter ou diminuer la vitesse des rayons α, et, par suite, augmenter ou diminuer légèrement leur parcours. Le même effet s'observe avec les rayons β.

Pour une différence de potentiel de ± 30 000 volts, on observe, avec les rayons du thorium C qui ont traversé 7 cms. d'air (la feuille d'aluminium qui ferme l'électroscope étant équivalente à 0,5 cm d'air), une différence de 3 à 3,5 pour 100, due à la variation de vitesse des rayons α. A 8 cms, l'effet est nul et il est inverse à 9 cms, ce qui est dû à ce que à 8 cms, à la fin du parcours des rayons α (8,5 cms.), l'action du champ sur les rayons β compense l'action de ce champ sur les rayons α et qu'à 9 cms ces rayons β subsistent seuls.

Dans le cas des rayons β du radium, l'action du champ est assez importante. La substance active, étendue sur une plaque de laiton de 10 cm de diamètre, était placée à 20 cms. de la fenêtre d'aluminium de l'électroscope. La différence des ionisations observées, quand la plaque est chargée à ± 30 000 volts, est de 12 pour 100 de l'ionisation mesurée pour une différence de potentiel nulle. A 50 000 volts, la différence est de plus de 15 pour 100.

La variation de l'ionisation est d'ailleurs plus grande quand la plaque est positive que lorsqu'elle est négative. De même dans le cas des rayons α. Il est probable que cette différence est due à l'incurvation des trajectoires obliques sous l'action du champ, cette incurvation faisant varier le nombre de rayons qui agissent sur l'électroscope. Il est possible que l'effet du champ électrique sur l'ionisation observée soit due, pour les rayons β, plutôt à la variation du nombre de corpuscules pénétrant dans l'électroscope qu'à une variation de leur vitesse.

Dans le cas des rayons secondaires (réfléchis), cette méthode montre que, pour différentes substances, la vitesse globale de ces rayons permet de classer ces substances dans le même ordre que leur absorption initiale par l'aluminium, de sorte que la plus grande partie des rayons secondaires négatifs sont projetés avec des vitesses qui dépendent de la densité ou du poids atomique de la substance qui les émet. La vitesse est d'autant plus faible que la substance est moins dense.

Pour des surfaces égales de différentes substances, la racine carrée de la variation relative d'ionisation produite par l'inversion de la différence de potentiel qui agit sur les rayons secondaires est, en gros, inversement proportionnelle à la radiation secondaire qu'elles émettent.

M. Moulin.

Remarques sur la radioactivité des métaux communs et la radiation pénétrante issue du sol. — J.-A. Mc. Lennan. (*Phys. Zeitsch.*, 1 juillet 1908).

15-14[illegible] A). — [illegible] mesure l'ionisation spontanée de [illegible] l'un [illegible] Il a [illegible] à la production [illegible] 15,4 et 12,5 [illegible] Les rayons de [illegible] les conductibilités [illegible] à 14,00, 11,4 et 10,00. La différence [illegible] M. Mc Lennan, que la totalité de l'ionisation spontanée de l'air ne tient pas [illegible] aux rayons pénétrants issus du sol et à la radiation secondaire qu'ils peuvent susciter sur les parois des récipients. Pour déterminer autant que possible le rôle [illegible] M. Mc Lennan a refait les mesures d'ionisation spontanée dans les trois récipients de plomb, de zinc et d'aluminium en différents endroits de la ville de [illegible] la surface du lac Ontario. Les mesures montrent que l'ionisation est minimum à la surface du lac, l'eau de ce dernier semblant faire écran à la radiation pénétrante issue du sol. Ce résultat est directement contraire à l'hypothèse de Strong qui place dans l'atmosphère elle-même la source principale de la radiation pénétrante. Il est conforme à des mesures déjà anciennes de l'auteur, mesures qu'il a en partie refaites récemment, et qui montrent l'absence complète de l'émanation du radium de l'eau du lac Ontario. Cette eau n'agit donc que comme écran absorbant, et des mesures d'absorption faites à cette occasion montrent qu'elle ne doit laisser passer sous une centaine de mètres d'épaisseur qu'une fraction insignifiante de la radiation issue du fond. L'opinion de M. Mc. Lennan est que l'ionisation spontanée dans des récipients métalliques tient très probablement en grande partie aux impuretés radioactives des métaux communs.

Léon Bloch.

Sur la radioactivité du potassium et d'autres metaux alcalins. J. A. Mc Lennan (*Phys. Zeitsch.*, 1908-**15**-510-A). — Campbell et Wood ont constaté que les sels de potassium possèdent une radioactivité faible, mais néanmoins très supérieure à celle de tous les autres métaux (en dehors des éléments radioactifs proprement dits). Ils ont cru observer aussi que cette radioactivité est une propriété atomique inhérente au potassium lui-même.

Mc Lennan a repris cette étude sur un nombre beaucoup plus grand de sels de potassium, d'origine différente. Il confirme le fait essentiel de la radioactivité anormale des sels potassiques. Il confirme aussi l'opinion que cette activité tient à une émission de rayons β plus lents que ceux de l'uranium.

Mais, à la différence de Campbell et Wood, il ne trouve aucune proportionnalité entre l'activité apparente et la teneur en potassium. De plus des échantillons différents du [illegible] sel donnent parfois des écarts de 40 pour 100.

Le sodium métallique, les sels de sodium, lithium, cæsium, rubidium, ammonium, sont inactifs. Seuls les sels de potassium sont actifs.

[illegible] par voie chimique et physique ont donné des résultats négatifs.

Léon Bloch.

Détermination quantitative de la teneur de l'atmosphère en substances radioactives. — K. Kurz (*Phys. Zeitsch.*, N° 9, 177, 1908-A). — Lorsqu'on se sert d'un compteur d'ions dans le genre de l'aspirateur d'Ebert pour mesurer la conductibilité de l'air, il faut tenir compte d'un terme de correction dû à ce qu'on aspire dans [illegible] l'air, mais aussi la matière radioactive (radioactivité induite) [illegible]

l'ionisation propre de l'air. Il est possible d'évaluer le terme de correction en sortant de l'appareil d'Ebert l'électrode recouverte du dépôt radioactif et la transportant dans un condensateur de faible capacité relié à un électromètre sensible.

La figure 1 montre l'effet progressif des dépôts radioactifs sur les électrodes quand on se sert de l'aspirateur d'Ebert.

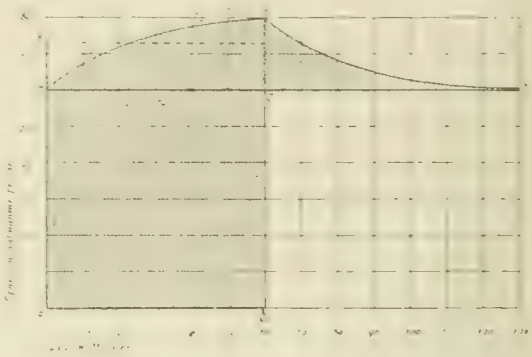


Fig. 1.

Les ordonnées *ad* ou *bc* correspondent au courant de saturation tel qu'on l'observerait s'il n'y avait aucun effet parasite, ce serait le courant dû à la seule conductibilité de l'air. Au lieu de cela les courants observés croissent en fonction de temps suivant la courbe *d e* à cause de l'accumulation graduelle de la radioactivité induite. Celle-ci possède en effet, comme l'ont montré Schmidt et Gerdien, des

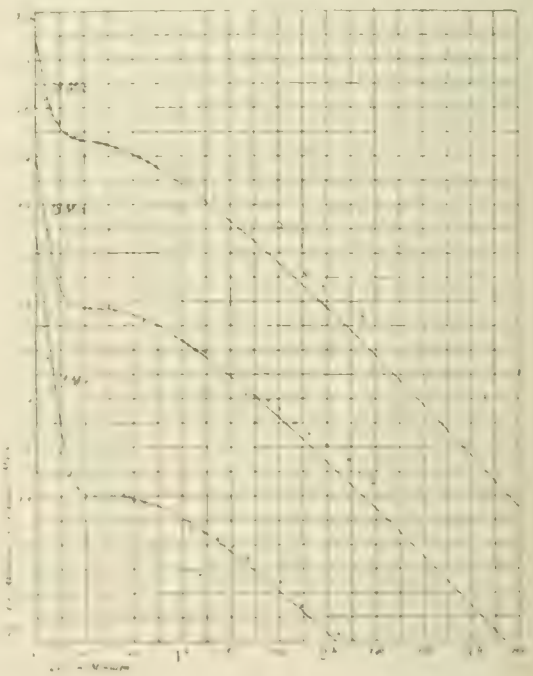


Fig. 2.

mobilités qui sont de même ordre que celles des ions positifs et par suite vient se déposer sur les parois du condensateur ou sur l'électrode centrale. Au moment où on arrête l'aspiration, la conductibilité ne s'annule pas brusquement, elle décroît suivant la loi *e h* à cause de la désintégration des radioactivités induites.

Connaissant à la fin de l'aspiration l'effet résiduel dû à la radioactivité induite, il faut en déduire l'effet moyen dû à

cette même radioactivité pendant le temps de la mesure, c'est à dire l'ordonnée dg ou ef. On pourra alors corriger la lecture de l'appareil d'Ebert et obtenir le nombre correspondant à l'ionisation vraie de l'air. Une première méthode consiste à procéder par intégration graphique, et au point de vue pratique c'est peut-être la plus simple. Mais il est possible de déterminer aussi dg par le calcul, en supposant qu'il s'est déposé sur l'électrode du radium A qui se détruit progressivement. Cette hypothèse est parfaitement justifiée par les courbes de la figure 2. Celles-ci font voir les courbes de désactivation d'un fil qui a été exposé soit à l'émanation du radium, soit à l'air atmosphérique. Elles sont extrêmement voisines, les écarts du début provenant de ce qu'il s'est déposé avec le radium A un peu de radium B et C, les écarts de la fin montrent l'influence croissante des produits du thorium.

M. Kurz, en appliquant les résultats de Schmidt sur la désintégration du radium A et de ses produits, arrive à calculer assez simplement la radioactivité induite moyenne pendant le temps d'une expérience avec l'appareil d'Ebert, lorsqu'on connaît la radioactivité à la fin de l'expérience et la durée de celle-ci. Il a construit ainsi une table de correction accompagnée d'un graphique, permettant de réduire à leur vraie valeur les mesures d'ionisation de l'air faites avec l'appareil d'Ebert. La correction est de l'ordre de 5 pour 100.

Outre l'intérêt qu'il y a à faire cette correction, M. Kurz signale aussi celui qu'il y a à connaître la teneur de l'air en matière radioctive. (Naturellement il ne peut s'agir ici que de la matière chargée positivement et possédant une mobilité du même ordre que celle des ions positifs recueillis par l'appareil d'Ebert). Un grand nombre de mesures ont donné à l'auteur des nombres voisins de $7{,}6.10^{-5}$ E.S. Une seule expérience a donné un résultat discordant (5 fois trop fort), c'est une expérience faite dans une salle où l'air avait été longtemps confiné. Le nombre $7{,}6.10^{-5}$ est parfaitement d'accord avec celui qui a été donné par Kohlrausch, à condition de corriger les données de cet auteur, qui néglige l'effet du radium A et attribue toute l'activité induite au radium C. On trouve alors $4{,}2.10^{-5}$ au lieu du nombre brut $0{,}5.10^{-5}$ donné par Kohlrausch.

Léon Brocu.

Radiations

Sur les doubles spectres de lignes des éléments chimiques. E. Goldstein. (*Astrophysical Journal*, 27-25-1907-A). — Dans le cours de recherches sur les spectres d'émission d'un certain nombre d'éléments, les métaux alcalins et les halogènes en particulier, l'auteur a constaté que le cæsium, le rubidium et le potassium possèdent chacun deux spectres de lignes qui n'ont aucune raie commune. La différentiation des deux spectres s'obtient expérimentalement. Dans certaines conditions expérimentalement définies on peut obtenir uniquement l'un des spectres et, dans d'autres conditions, uniquement l'autre spectre; l'un est identique au spectre d'arc mais peut être produit aussi par des décharges électriques faibles; l'autre est produit par les fortes décharges d'un condensateur.

Déjà avait été observé le fait que si, on emploie les décharges d'une bouteille de Leyde, les spectres d'arc du potassium [1], du rubidium et du cæsium [2] s'enrichissent d'un certain nombre de raies dans les régions ultra-violettes et bleues.

1. Lecoq de Boisbaudran, *Spectres lumineux*, 1881.
2. Kayser et Runge, *Abhandl. d. Ber. Acad.* 1890.

Un mémoire ultérieur indiquera le dispositif expérimental. Il est tel que la densité de la décharge, rapportée à l'unité de masse du gaz, soit beaucoup plus grande que dans les expériences antérieures. Au moins pour l'étude des halogènes on a du employer des tubes avec électrodes extérieures (feuilles d'étain collées); l'une des électrodes est au sol ainsi que l'armature extérieure de la batterie, l'autre électrode est reliée à une des boules d'un éclateur dont l'autre boule est reliée à l'armature intérieure de la batterie. Des électrodes intérieures, diminuant, dès les premières décharges, la densité du gaz, ne peuvent être employées [1].

Tandis que les lignes des spectres d'arc des trois métaux : potassium, rubidium, cæsium, sont distribuées en séries, les raies très brillantes des nouveaux spectres ne font partie d'aucune série; on peut donc dire que, pour ces trois métaux *des décharges suffisamment puissantes remplacent toutes les séries de lignes par des lignes non séries* [2].

La densité de la décharge nécessaire pour produire cette substitution est d'autant plus grande que le poids atomique est moindre; pour le sodium (Na = 23), on n'a pu obtenir qu'un affaiblissement des séries; l'effet est minimum pour le lithium (Li = 7).

Les raies les plus brillantes trouvées pour le cæsium (Cs = 133) sont

λ	592,8	525	487
	585	523	485
	556	505	466
	557	497	460,5
	555	495,5	

pour le rubidium (Rb = 85)

λ	552,6	455
	515,2	429,5
	477,7	427,5
	457,6	424,8

pour le potassium (K = 39)

λ	650	485	459	418
	624,5	464	461	415
	641	451	426	415
	501	447	422	411

L'étude des halogènes a été entreprise pour voir si des corps aussi éloignés des métaux alcalins jouissent, à ce point de vue, des mêmes propriétés [3]. La méthode antérieurement indiquée avec des tubes à électrodes extérieures permettant d'avoir une faible densité de décharge, montre qu'au spectre de bande du chlore et du brome se superpose un spectre de lignes, comme les 4 lignes de l'hydrogène se superposent à son spectre de bandes. Quand on fait passer des décharges suffisamment puissantes, la plupart de ces lignes deviennent invisibles. Pour le brome, 55 sur 56 au moins des lignes sont ainsi éteintes par l'emploi du condensateur. Le spectre ordinaire est donc un mélange de raies qui peuvent être éteintes et de raies appartenant à ce que l'auteur propose d'appeler le *spectre fondamental*. Les proportions du mélange dépendent de la densité de la décharge. Quelques-unes des raies que l'on considérait comme caractéristiques du brome, par exemple

λ 699, 615, 452.6, 448, 447.5 444.2

disparaissent pour des intensités de décharge suffisantes. Il en est de même pour les raies considérées comme caractéristiques du chlore

λ 755, 741, 725, 614, 466, 461, 455, 459.

1. Eder and Valenta, *Sitzungsberichte de l'Wiener Akademie*, 1894.
2. Exner and Haschek, *Wellenlangentabellen*, Leipzig 1902.
3. Goldstein, *Verhand. Berliner phys. Gesell.* 1886-58.

Pour l'iode les expériences sont rendues plus difficiles [illegible] du fond sur lequel se détachent les raies varie beaucoup, suivant qu'on emploie ou non le condensateur.

[illegible] proposé d'expliquer ces phénomènes en supposant que pour de faibles densités de décharges, ce sont des associations de particules de gaz qui émettent des séries de lignes, chaque mode de groupement correspondant à une série déterminée de modes vibratoires. Il rapproche cette hypothèse du fait que certaines substances organiques isomériques, comme les 5 xylols, ont un même type qui correspond au noyau aromatique. Des décharges énergiques détruisent ces groupements et font vibrer les atomes isolément. Louis Dunoyer.

Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément. — G. Urbain. (*C. R. Académie des Sciences*, 146, 922). — Le seul spectre d'étincelle du dysprosium connu jusqu'à présent est le spectre visible décrit par M. Lecoq de Boisbaudran[1], et contenant seulement les cinq bandes nébuleuses 583,5, 575, 570, 526,9, 525,9. Le dysprosium obtenu à l'état pur par M. G. Urbain, et dont il n'a pu faire varier les propriétés caractéristiques par de multiples fractionnements, présente les raies ci-dessus avec un vif éclat, et à l'exclusion de celles des autres terres rares. Ces raies se comportent dans les fractionnements de la même manière que le spectre d'absorption avec lequel M. Lecoq de Boisbaudran a découvert et défini l'élément en question.

Il est donc certain que ces raies caractérisent cet élément au même titre que ses bandes d'absorption, mais la connaissance de cette partie du spectre lui ayant semblé insuffisante, l'auteur a étendu cette étude à la région ultra-violette contenant un très grand nombre de raies dont il a identifié environ une centaine mesurées à 2/10 près [illegible] Angström. Un tableau joint à la note donne une nomenclature de ces raies.

Une autre caractéristique très remarquable du dysprosium est la valeur très élevée du paramagnétisme de son oxyde (Dy^2O^3). Une série de mesures exécutées sur des termes consécutifs d'un des fractionnements, donne comme moyenne $X.10^6 = 289,7$, les chiffres extrêmes des mesures étant 286,9 et 291,7. L'oxyde de dysprosium Dy^2O^3 est donc 12,8 fois plus magnétique que l'*oxyde de fer* Fe^2O^3. Les mesures ont été effectuées au moyen de la balance magnétique de P. Curie et Chéneveau.

L. Matout.

Sur le spectre du fer observé dans la flamme du chalumeau oxhydrique. — G. A. Hemsalech et A. de Watteville (*C. R. Académie des Sciences*, 146, 962). — Par l'emploi de la méthode indiquée dans une note précédente, et qui a déjà donné lieu à d'intéressantes constatations dans les manifestations des spectres de flamme, les auteurs ont relevé au spectrographe le [illegible] dans la flamme oxhydrique.

[illegible] d'environ 120 raies [illegible] relatives, est joint à la présente note. Au cours de [illegible] MM. Hemsalech et de Watteville ont [illegible] quelques remarques [illegible]

1° Sur la présence dans la flamme oxhydrique des bandes de la vapeur d'eau qui masquent une partie des raies du fer.

2° Il semble [illegible] de l'intensité [illegible] 402 [illegible]

3° Si l'on remplace dans la flamme l'oxygène par de l'air, son éclat diminue, et de plus il y a des changements dans l'intensité *relative* des raies;

4° En comparant le spectre avec celui de l'arc au fer, on voit que les raies de la flamme oxhydrique sont parmi les plus fortes de l'arc, mais qu'il y a des différences dans les intensités relatives des raies de ces deux sources;

5° Enfin les auteurs constatent, dans leur expérience, la présence de presque toutes les raies attribuées au fer dans le spectre de Sirius. L. Matout.

Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or. — Walter Steubing (*Ann. der Phys.*, 26, 529, 1908). — Ce travail est une étude quantitative : 1° de l'absorption de la lumière visible de différentes longueurs d'ondes par les solutions d'or colloïdales; 2° de l'intensité de la lumière diffractée par les particules dans une direction perpendiculaire à la direction incidente ; 3° de l'état de polarisation de la lumière diffractée. Les solutions étudiées sont les solutions bleues (particules jaunes rougeâtres à l'ultra-microscope), rouges (particules vertes) et violettes ; ces dernières sont d'ailleurs un mélange des deux premières. Les solutions sont préparées par réduction du chlorure, soit au moyen de l'hydrazine, soit au moyen d'une solution de phosphore dans l'éther. L'hydrazine donne les solutions rouges à chaud, bleues à froid. Les mesures sont toutes faites au spectrophotomètre à lumière polarisée. Pour déterminer l'émission latérale par les particules, on fait passer le faisceau incident d'abord sur une lamelle de verre à 45 degrés qui réfléchit une partie de la lumière sur une des fentes du photomètre, puis à travers une cuve contenant la solution et placée devant l'autre fente. Une faible partie seulement de l'énergie absorbée se retrouve dans la lumière diffractée latéralement, le reste est absorbé à l'intérieur des particules. La théorie qui explique les couleurs des solutions par un phénomène de résonance des particules est donc insoutenable. D'ailleurs, si on rassemble les particules sur une lame de platine au moyen d'un champ électrique, les lames présentent exactement la couleur des solutions primitives quoique les longueurs d'ondes dans l'eau et dans l'air soient très différentes. Les courbes d'absorption des solutions rouges présentent un maximum vers 520-530 μμ, l'émission latérale est maximum vers 560-570 μμ, l'absorption des solutions bleues est maximum dans l'orangé, minimum vers 490 μμ, leur émission présente un maximum faible vers 570 μμ et un maximum très marqué dans le rouge. L'intensité de la lumière diffractée est proportionnelle au volume des granules, comme le veut la théorie de Rayleigh. Il ne semble pas y avoir de rapport entre ce volume et la couleur. Les particules des solutions bleues vues à l'ultra-microscope en lumière polarisée présentent des phénomènes de scintillation marqués, au contraire les particules des solutions rouges restent invariables et semblent être sphériques. L. Bayle.

Sur la formule du rayonnement de Jeans Lorentz. — O. Lummer et E. Pringsheim (*Phys. Zeitsch.*, 1908, 14, 449). — Cette formule donne le pouvoir émissif du corps noir à la température T et pour la longueur d'ondes λ sous la forme

$$(1) \qquad F(\lambda, T) = \text{Const}\ T\lambda^{-4}.$$

Elle correspond à des courbes d'énergie ne possédant pas de maximum, et se trouve par suite en contradiction avec les lois de Boltzmann-Stefan, Wien et Planck. Il n'y a accord que pour [illegible]

Pourtant, Lorentz la croit bien fondée en théorie, e

s'efforce d'expliquer son imperfection apparente par les erreurs expérimentales.

Lummer et Pringsheim observent que si la formule I était vraie, les corps comme le noir de fumée et la mousse de platine devraient émettre à la température ordinaire une lumière très visible, puisque des corps moins émissifs donnent une lumière éblouissante à une température à peine 6 fois supérieure.

La même conclusion ressort de ce que le corps noir à la température ordinaire émet une énergie très appréciable au voisinage de 15μ, et devrait par suite en émettre 800000 fois plus au voisinage de 0μ,5.

L'objection expérimentale de Lorentz, savoir que le corps noir réalisé par Lummer et Pringsheim pouvait ne pas être noir pour les très petites longueurs d'ondes n'est pas fondée. Du moins on a vérifié pour la lumière solaire que le pouvoir absorbant total n'était pas inférieur à 0,99995.

Léon Bloch.

Contribution à la théorie de la trame photographique. — **H. Calmels** et **L.-P. Clerc** (*C. R. Acad. des Sciences*, **146**-965 A). — Avec des figures à l'appui les auteurs déterminent la forme de la répartition de la lumière sur une couche photographique tramée. Cette répartition permet de prévoir théoriquement quelle sera, en chaque point de l'image tramée, la forme des éléments de cette image. Ces prévisions se trouvent du reste vérifiées en pratique par l'examen microscopique.

L. Matout.

Ionisation

Différence de potentiel et stabilité de l'arc alternatif entre métaux. — **C.-E. Guye** et **A. Bron** (*Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, IV-**25**-455 et *C. R. Académie des Sciences*, **146** 1090 A). — Les causes de la relation qui existe entre la différence de potentiel efficace, l'intensité, et la longueur de l'arc alternatif entre électrodes métalliques, ont été l'objet de nombreuses recherches qui ont conduit à des résultats assez différents suivant les procédés d'expérimentation employés. Selon les auteurs, la raison de ces divergences dans les résultats provient de la complexité du phénomène de l'arc alternatif, et surtout dans la difficulté de préciser dans chaque expérience les conditions de stabilité, en particulier quand il s'agit d'arcs longs et peu intenses.

L'importance que prend chaque jour davantage cette question des arcs entre métaux, dans les réactions gazeuses en général, et surtout dans le problème de la fixation industrielle de l'azote atmosphérique, a engagé les auteurs à en reprendre l'étude de plus près qu'on ne l'avait fait jusqu'ici.

Cette étude montre que la divergence des résultats observés antérieurement est due en grande partie à l'importance que prend dans l'arc alternatif la période de l'extinction par rapport à celle de l'allumage. Toute cause, telle que pression du gaz, refroidissement, courant d'air, diminution de self-induction ou de la résistance du circuit, etc., qui tend à prolonger la durée d'extinction et par conséquent à diminuer la stabilité, a, en effet, pour conséquence immédiate une augmentation de différence de potentiel aux bornes de l'arc.

Les auteurs ont éliminé ces inconvénients et obtenu des arcs d'une très grande stabilité en *disposant d'une énorme réserve de tension à circuit ouvert* (20 000 volts environ), et en portant les électrodes à une température voisine de leur point de fusion. Dans ces conditions la période d'extinction devient négligeable, et les résultats, conformes aux idées actuelles sur le mécanisme de l'arc, ont montré que : *la différence de potentiel, toutes conditions égales, tend vers une limite inférieure approximativement la même, quelle que soit la nature du métal des électrodes, à condition qu'il soit peu volatil.*

Le tableau ci-dessous, résumant une série d'expériences faites dans l'air à la pression de 40 centimètres de mercure avec une distance d'électrodes de 4 millimètres et une intensité alternative de 0ampère,1 (fréquence 50), indique les conditions de voltage du phénomène.

Platine	472 volts
Or	473
Palladium	468
Cuivre	479
Nickel	472-485
Fer	477
Aluminium	455-500

On voit que les différences de potentiel sont peu variables étant données les difficultés des mesures dans de semblables conditions, et que les arcs à l'aluminium et au nickel semblent seuls ne pas avoir atteint la stabilité complète.

D'autres mesures effectuées dans les mêmes conditions avec des métaux volatils, indiquent une différence de potentiel moindre. En voici quelques résultats :

Cadmium	340-360 volts.
Zinc	285-295
Magnésium	242

Au cours de ces travaux les auteurs ont constaté, chose prévue, que, quand la pression du gaz diminue, on arrive à un minimum de voltage aux bornes de l'arc, cette pression critique est entre 5 et 7 centimètres de mercure. Chose remarquable, la loi de décroissance du voltage avec la pression est rigoureusement linéaire quand les conditions de parfaite stabilité de l'arc sont réalisées.

Les *Archives des sciences physiques et naturelles* où les auteurs publient tous les détails de leurs intéressantes expériences, contiennent également un grand nombre de résultats numériques que leur importance ne nous permet pas d'insérer en totalité.

L. Matout.

Sur l'ionisation dans les flammes. — **F. Maccarone.** (*Il Nuovo Cimento*, mai 1908 **15** 425 A). — On peut charger un électroscope en plaçant à côté de lui une bougie allumée et approchant de celle-ci un bâton d'ébonite ou de verre frotté. L'électroscope prend charge de même signe que le bâton. En plaçant la bougie entre deux grandes lames d'ébonite et approchant un bâton chargé derrière une des deux lames, on constate que les deux lames se chargent de signe contraire, la lame la plus rapprochée du bâton prenant l'électricité de signe contraire à celui du bâton.

Léon Bloch.

L'énergie cinétique des ions négatifs émis par les métaux chauffés. — **Richardson** et **Brown** (*Ann. phys.* S. 4, **26**, 499, 1908). — A la base de la théorie corpusculaire des métaux, on fait l'hypothèse que les électrons libres à l'intérieur du métal se comportent comme les molécules d'un gaz parfait. Considérons la masse de ce gaz renfermée en 1cc dans les conditions normales, elle se compose de ν électrons qui exercent à la température θ et sous le volume v une pression p. On aura :

$$p = R\theta.$$

D'autre part, l'énergie cinétique moyenne w d'un corpuscule sera liée à R par la formule :

$$\frac{2}{3}\nu w = R$$

Si donc l'énergie cinétique moyenne d'un corpuscule [illegible] à celle d'un gaz réel à la même température, la [illegible] de R doit être aussi la même pour le gaz corpusculaire et pour le gaz réel. C'est ce que l'on vérifie dans ce travail.

On emploie pour cela un condensateur plan : dans un des plateaux est découpé un trou qu'une feuille de platine incandescente occupe presque entièrement. On maintient cette feuille et le plateau qui l'entoure au potentiel o, et l'on porte l'autre plateau au potentiel — V. Les corpuscules qui l'atteignent possédaient à l'intérieur du métal une énergie cinétique suffisante :

1° Pour traverser la surface du métal, ce qui exige un travail φ ;

2° Pour remonter la différence du potentiel V, ce qui exige le travail Ve, en désignant par e la charge d'un corpuscule.

Or, d'après un calcul fait antérieurement par M. Richardson [1], le nombre de ces corpuscules est :

$$N = \sqrt{\frac{R^2 \nu}{2m\pi}}\, e^{-\frac{\nu}{R^2}(\varphi + Ve)}.$$

Si i et i_0 sont les courants qui traversent le condensateur quand la différence de potentiel est V et quand elle est o, on aura donc d'après la formule ci-dessus :

$$i = i_0 e^{-\frac{\nu Ve}{R^2}}$$

$$\log i = \log i_0 - \frac{\nu e}{R^2} . V$$

L'expérience vérifie bien la forme linéaire de cette relation entre V et log i ; le coefficient angulaire donne R, car ν est la quantité d'électricité nécessaire pour libérer par électrolyse 1^{cc} d'hydrogène dans les conditions normales. On trouve

$$R = 3,5 \times 10^{4} \text{ à } 4,05 \times 10^{5},$$

tandis que la constante des gaz parfaits est

$$3,7 \times 10^{4}.$$

L'énergie cinétique moyenne, à l'intérieur d'un métal, des électrons qu'il émet quand on le chauffe est donc la même que celle des molécules d'un gaz à la même température.

On pourrait baser sur ces expériences une méthode directe et pratique de thermométrie pour les très hautes températures.

Louis Dunoyer.

Technique

La sensibilité des cellules de sélénium en fonction de la couleur. — Joel Stebbins. (*Astroph. Journ.* 27, 185, 187, 1908). — La cellule de sélénium est placée derrière une fente, dans le spectre solaire donné par un spectroscope à réseau. La fente occupe, dans le spectre du premier ordre une largeur, d'environ 80 unités Angstrom. Cette cellule est placée dans l'un des bras d'un pont de Wheatstone, la force électromotrice employée étant de 15,5 volts.

Les cellules de construction différente donnent des courbes différentes. Elles présentent un maximum vers 7000 unités. Les cellules de Ruhmer ne donnent qu'un seul maximum, celles de Giltay donnent un deuxième maximum vers 6000 ; en chauffant la cellule à la température de fusion du sélénium (217°) et en la recuisant entre 100° et 200°, ce deuxième maximum disparaît.

M. Moulin.

Recherches sur la variation de résistance des cellules de sélénium. — F.-C. Brown et Joel Stebbins — (*Phys. Rev.* 26, 273, 298, 1908). — Une variation de pression produit une variation de résistance du sélénium, d'environ 0,05 à 0,30 par atmosphère, en valeur relative. Cette variation est d'ailleurs fonction de la température et de la force électromotrice employées pour la mesure de la résistance. La résistance diminue quand la pression augmente.

L'accroissement de pression et l'élévation de la température diminuent la sensibilité à la lumière.

Le radium et l'eau oxygénée diminuent la résistance d'une manière très marquée, de 35 et 99 pour 100 respectivement.

Dans tous les cas, la sensibilité est fonction de la résistance de la cellule de sélénium.

M. Moulin.

Propriétés contraires du sélénium. — Chr. Ries (*Phys. Zeitsch.*, 9, 1908, 245 A.). — L'auteur expose, d'après ses propres recherches et d'après celles de Schrott, Marc et autres, l'état actuel de la question de la sensibilité photo-électrique du sélénium. Un grand nombre de contradictions ressortent des résultats expérimentaux. Il semble possible d'en résoudre quelques-unes en admettant avec Ries deux variétés de sélénium cristallisé, le sélénium α, qui possède un coefficient de température négatif et une sensibilité photo-électrique positive, le sélénium β qui possède les propriétés opposées. L'auteur indique dans quelles conditions chacune de ces variétés se forme de préférence.

Léon Bloch.

La transformation dans le vide du diamant en coke par les rayons cathodiques. — Charles A. Parsons et Allan A. Campbell Swinton (*Proceed. of Roy. Soc.*, 80, 184, 1908 A.). — Recherches entreprises pour voir si les rayons cathodiques transforment complètement le diamant en coke par leur action calorifique, à quelle température (déterminée au pyromètre Féry) se fait la transformation, et enfin si des gaz sont émis ou absorbés par le carbone pendant cette transformation.

Deux expériences ont été faites sur deux échantillons de diamant placés sur une lame d'iridium et soumis au rayonnement à 45° de 2 cathodes alimentées par une bobine dont le primaire est relié à un secteur alternatif. Le diamant rougit puis lance des étincelles ; à 1890 degrés il noircit dans toute sa masse, gonfle et se transforme en coke. La puissance qu'il faut dépenser dans le tube pour opérer cette transformation est d'environ 500 à 600 watts.

Beaucoup de gaz sont émis, mais il est impossible de dire s'ils proviennent du diamant, de la lame d'iridium ou de la paroi de verre. Pour effectuer l'expérience il faut naturellement pomper constamment.

Louis Dunoyer.

1. [illegible] *Phil. Trans.* 201, 497, 1905. Mémoire traduit [illegible] par la Société [illegible].

[illegible] — 62608. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 8. — Août 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre 225
Préparation et propriétés du polonium (Giesel) 250
Remarques sur l'article de Giesel relatif au polonium (Marckwald) 250
Sur la charge électrique du dépôt actif de l'actinium (Sidney Russ) 250
Rayons β secondaires (J.-A. Mc. Cleland) 251
Les changements de vitesse, dans un champ électrique, des rayons α, β et secondaires des substances radioactives (A. S. Eve) 251
Remarques sur la radioactivité des métaux communs et la radiation pénétrante issue du sol (J. Mc. Lennan) . . 251
Sur la radioactivité du potassium et d'autres métaux alcalins (J.-A. Mc. Lennan) 252
Détermination quantitative de la teneur de l'atmosphère en substances radioactives (K. Kurz) 252

Radiations

Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène (Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes) . . 227
L'éther de l'espace (Oliver Lodge) 244
Sur les doubles spectres de lignes des éléments chimiques (E. Goldstein) 257
Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément (G. Urbain) 257
Sur le spectre du fer observé dans la flamme du chalumeau oxhydrique (G.-A. Hemsalech et A. de Watteville) 254
Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or (Walter Steubing) 254
Sur la formule du rayonnement de Jeans-Lorentz (O. Lummer et E. Pringsheim) 254
Contribution à la théorie de la trame photographique (H. Calmels et L.-P. Clerc) 255

Ionisation

L'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette (E. Bloch) 240
Différence de potentiel et stabilité de l'arc alternatif entre métaux (C.-E. Guye et A. Bron) 255
Sur l'ionisation dans les flammes (F. Maccarone) 255
L'énergie cinétique des ions négatifs émis par les métaux chauffés (Richardson et Brown) 255

Technique

La sensibilité des cellules de sélénium en fonction de la couleur (Joel Stebbins) 256
Recherches sur la variation de résistance des cellules de sélénium (F.-C. Brown et Joel Stebbins) 256
Propriétés contraires du sélénium (Chr. Ries) 256
La transformation dans le vide du diamant en coke par les rayons cathodiques (Charles A. Parsons et Allan A. Campbell Swinton) 256

Sommaire par noms d'auteurs

Becquerel (Jean) et Kamerlingh Onnes (H.) :
Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène 227
Bloch (E.) :
L'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette 240
Brown (F.-C.) et Stebbins (Joel) :
Recherches sur la variation de résistance des cellules de sélénium 256
Calmels (H.) et Clerc (L.-P.) :
Contribution à la théorie de la trame photographique. 255
Cleland (J.-A. Mc.) :
Rayons β secondaires 251
Curie (Mme) et Giesel (Mme) :
Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre 225
Eve (A.-S.) :
Les changements de vitesse, dans un champ électrique, des rayons α, β et secondaires des substances radioactives 251
Giesel :
Préparation et propriétés du polonium 250

[illegible] E.
Sur les doubles spectres de lignes des éléments chimiques 255
[illegible] et Bloch A. :
Détermination du potentiel et statistique de l'arc alternatif entre métaux 255
Hemsalech A. et de Watteville A. :
Sur le spectre du fer observé dans la flamme du chalumeau oxhydrique 254
Kolowrat L.
Détermination quantitative de la teneur de l'atmosphère en substances radioactives 252
Lennan J. A. Mc. :
Remarques sur la radioactivité des métaux communs et sur celle du pénétrante issue du sol 251
Lennan J. A. Mc.
Sur la radioactivité du potassium et d'autres métaux alcalins 252
Lodge Oliver :
Lether de l'espace 244
Lorentz H. A. et Petersheim E.
Sur la formule du rayonnement de Jeans-Lorentz . . 254
Mackenzie F.
Sur l'ionisation dans les flammes 255
Makowaldt
Remarques sur l'article de Giesel relatif au polonium . . 250
Parsons Charles A. et Campbell Swinton Allan A. :
La transformation dans le vide du diamant en coke par les rayons cathodiques 256
Richardson et Brown
L'énergie cinétique des ions négatifs émis par les métaux alcalins 255
Rius Otto
Propriétés cristallines du sélénium 256
Sieveert Hess
Sur la charge électrique du dépôt actif de l'actinium 250
Stockhus Jolly :
La sensibilité des cellules de sélénium en fonction de la lumière 256
Stefan Wagner
Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or 254
Urbain G. :
Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément 254

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

The theory of Light; a Treatise on Physical Optics. — R. C. Maclaurin. En trois volumes. Première partie, 526 pages (*Cambridge University Press*, 1908).

Fotographia dell'immagine radioscopica. — F. P. Scorro (Naples).

The Constitution of the electric Spark. — T. Royds (Extrait des *Phil. Transaction of the Royal Soc. of London*).

Zur Frage nach der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. — J. Franck et R. Pohl (Extrait du *Bulletin de la Deutsche Physik. Gesellsch.*).

Der Monomolekulare Reaktionsverlauf der Ammoniakzersetzung durch stille elektrische Entladung. — R. Pohl.

Uber die durch Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen. — J. Lade (Extrait des *Annalen der Physik*).

Notices

Siemens-Schuckert Werke. — Pompes rotatives pour l'obtention du vide. Groupe électrique; vide à 1,5 millimètres de mercure.

Leclanché. — Piles diverses. Petits éléments secs et portatifs.

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins.
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur la [illegible] de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le [illegible] du Protactinium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.

W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes temperatures sur l'émanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Étude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densité du courant et de la pression dans différents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction électro-magnétique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques propriétés des rayons α émis par le Radium et par les corps activés par l'émanation du Radium.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux (plusieurs mémoires).
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Études expérimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du radium.
J.-J. Thomson. — Sur les rayons d'électricité positive.
P. Villard. — Les rayons cathodiques dans le champ magnétique.
R. Wood. — Fluorescence et pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium.
P. Zeeman. — Progrès récents en magnéto-optique.
M. P. Zeeman. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique.

RADIATIONS

C. Chéneveau. — Sur la réfraction et la dispersion des corps à l'état dissous.

PHOSPHORESCENCE

L. Brüninghaus. — Les phosphoresces calciques du manganèse.
J. de Kowalski. — Étude sur la luminescence.
L. Matout. — La phosphorescence cathodique.
L. Matout. — La thermoluminescence et la coloration des fluorines.

IONISATION

A. Blanc. — Action d'un champ magnétique sur l'air ionisé en mouvement.
E. Bloch. — Sur l'Ionisation par le phosphore.
Léon Bloch. — Ionisation par barbotage.

SOMMAIRE DU N° DE JUILLET 1908

Mémoires originaux

J. Becquerel. — Sur les électrons positifs.

E. Rutherford et T. Royds. — Spectre de l'émanation du Radium.

R. J. Strutt. — Hélium et Radioactivité dans les minéraux rares et communs.

A. Blanc. — Recherches sur les gaz ionisés.

W. H. Bragg. — La nature des rayons γ et des rayons X.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique. — Radiations. — Ionisation. — Technique.

Revue des livres

Müller-Pouillets et O. Lummer. — Traité d physique.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon — PARIS

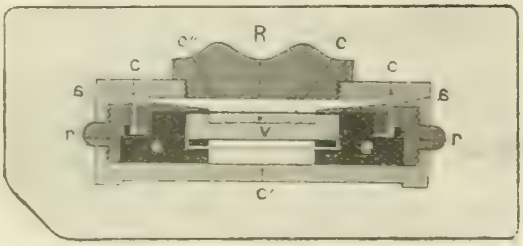
Telephone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels; les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches [illegible] physique.

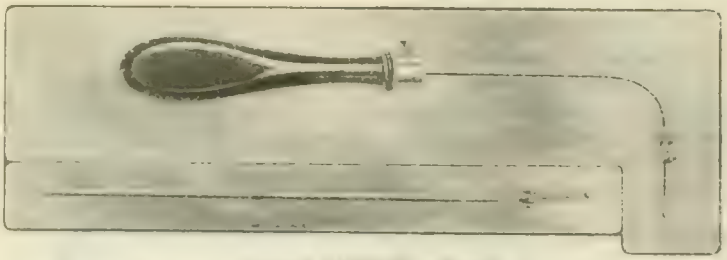
APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).

APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

Même disposition que [illegible] la tige [illegible] permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

MÉMOIRES ORIGINAUX

Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives [1]

Par E. RUTHERFORD et H. GEIGER

Université de Manchester. — Laboratoire de physique

Le nombre total de particules α émises par 1 gramme de radium a été estimé par Rutherford [2], en mesurant la charge transportée par les particules α émises par une quantité connue de radium étendu en couche mince. En supposant que chaque particule possède la charge d'un ion, $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques, on trouve que $6,2 \cdot 10^{10}$ particules α sont émises par seconde par un gramme de radium et quatre fois ce nombre quand le radium est en équilibre radioactif avec ses trois produits à rayons α : l'émanation, le radium A et le radium C. Pour concilier la valeur de $\frac{e}{m}$ trouvée pour la particule α avec celle que l'on pouvait attendre pour l'atome d'hélium, il fut admis ultérieurement [3] que la particule α transporte une charge égale à $2e$. Dans cette hypothèse, le nombre de particules α émises par seconde par un gramme de radium se trouve réduit à la moitié de la valeur primitivement donnée.

Le besoin d'une méthode de numération directe des particules α, indépendante de toute hypothèse sur la grandeur de leur charge, se fait sentir depuis longtemps, pour pouvoir déterminer la valeur des quantités radioactives avec le minimum d'hypothèses. Si le nombre de particules α émises par une quantité donnée de matière radioactive pouvait être déterminé par une méthode directe, la charge transportée par chaque particule pourrait alors être connue en mesurant la charge positive totale transportée par les particules α. De cette manière, il serait possible de jeter quelque lumière sur la question de savoir si les particules α transportent une charge e ou une charge $2e$ et ainsi de résoudre le problème le plus pressant de la radioactivité, c'est-à-dire de savoir si la particule α est un atome d'hélium.

Comme méthode de numération des particules α, leur propriété bien connue de produire des scintillations dans une préparation au sulfure de zinc phosphorescent se présente immédiatement. A l'aide d'un microscope, il n'est pas très difficile de compter le nombre de scintillations qui apparaissent par seconde sur un écran de surface connue exposé à une source de rayons α. Toutefois, on peut douter que chaque particule α produise une scintillation, car il est difficile d'être certain de l'homogénéité du sulfure de zinc. On ne peut avoir aucune confiance dans une telle méthode de numération des particules α (sauf pour une estimation minimum) tant qu'on n'aura pas montré que le nombre ainsi obtenu est en accord avec celui que donne quelque autre méthode différente qui ne présente pas une telle incertitude.

Il serait possible, à l'aide d'un dispositif très sensible, de déceler une seule particule α en recueillant les ions qu'elle produit le long de son parcours. Toutefois il faudrait employer un électromètre de trop longue période et si sensible qu'il serait difficile de se mettre complètement à l'abri des perturbations extérieures.

Nous avons alors eu recours à une méthode d'amplification automatique de l'effet produit par une seule particule. Dans ce but, nous avons utilisé le principe de la production de nouveaux ions par les chocs. Dans une série de mémoires, Townsend [1] a étudié les conditions dans lesquelles des ions peuvent être produits par les chocs contre les molécules neutres du gaz dans un champ électrique intense. L'effet est plus facile à mettre en évidence dans les gaz à la pression de quelques millimètres de mercure. Supposons que l'on observe le courant entre deux plateaux placés dans un gaz à basse pression dans le cas où ce gaz est ionisé par les rayons X. Le courant à travers le gaz, quand la différence de potentiel est faible, croît d'abord avec le champ et atteint une valeur de satu-

1. Mémoire lu à la *Royal Society* le 18 juin 1908 et communiqué par les auteurs.
2. *Phil. Mag.*, août 1905.
3. Rutherford. *Phil. Mag.*, octobre 1906.

1. *Phil. Mag.* février 1901, juin 1902, avril 1905, septembre et novembre 1905.

ration comme on l'observe dans les gaz ionisés à la pression atmosphérique. Toutefois, quand le champ croît au-dessus d'une certaine valeur, le courant croît rapidement. Townsend a montré que cet effet est dû à la production de nouveaux ions dans le gaz par les chocs des ions négatifs contre les molécules du gaz. Pour un plus grand accroissement du champ, quand ce champ s'approche de la valeur nécessaire pour produire une décharge, les ions positifs produisent aussi de nouveaux ions, mais à un degré moindre que les négatifs. Dans de telles conditions, le faible courant à travers le gaz, produit par la source extérieure d'ionisation peut être facilement rendu quelques centaines de fois plus grand. L'accroissement du courant dépend du voltage appliqué aux plateaux et devient très grand pour une valeur très peu inférieure au potentiel disruptif.

Dans les expériences que nous avons faites pour déceler une seule particule α, le dispositif était tel que les particules α soient projetées dans un gaz à basse pression soumis à un champ électrique quelque peu inférieur au champ disruptif. De cette manière, la faible ionisation produite par une particule α en traversant le gaz, pouvait être amplifiée de quelques milliers de fois. Le courant, produit brusquement à travers le gaz par l'arrivée d'une particule α dans l'appareil de mesure était ainsi suffisamment accru pour donner un déplacement mesurable à l'aiguille d'un électromètre ordinaire.

Dispositif expérimental. — Le dispositif expérimental est indiqué figure 1. L'appareil de mesure consistait en un cylindre de laiton A de 15 à 25 centimètres de long, 1,7 centimètre de diamètre intérieur, avec un fil central isolé B, passant à travers des bouchons d'ébonite aux extrémités. Le fil B avait dans la plupart des expériences un diamètre de

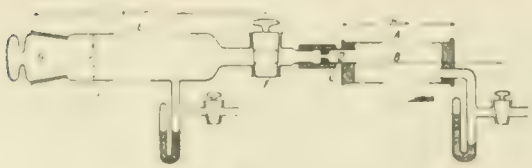


Fig. 1.

0,45 millimètre. Le cylindre, muni d'un manomètre, était vidé à une pression de 2 à 5 centimètres de mercure. Le fil central était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek et le tube extérieur au pôle négatif[1] d'une forte batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle était au sol. Dans le bouchon d'ébonite C, était fixé un court tube de verre D de 5 millimètres de diamètre intérieur, dans l'extrémité duquel se trouvait un diaphragme circulaire d'environ 1,5 centimètre de diamètre. Ce diaphragme, à travers lequel les particules α pénétraient dans l'appareil de mesure, était recouvert d'une mince feuille de mica mastiquée sur l'extrémité du tube. Dans la plupart des expériences, l'épaisseur du mica était équivalente, au point de vue du pouvoir d'arrêt de la particule α, à environ 5 millimètres d'air à la pression atmosphérique. Sur le tube D était fixé un large tube de caoutchouc, à l'autre extrémité duquel était fixé un long tube de verre E de 450 centimètres de longueur et de 2,5 centimètres de diamètre. Un gros robinet F dont le canal avait 1 centimètre de diamètre était fixé à l'extrémité du tube de verre près de l'appareil détecteur. L'autre extrémité du long tube de verre était fermée par un bouchon rodé G.

La marche générale d'une expérience était la suivante. La différence de potentiel était réglée de telle façon que l'ionisation due à une source extérieure de rayons γ, dans l'appareil de mesure, soit amplifiée de plusieurs milliers de fois par les chocs. Le tube de radium, qui servait comme source de rayons γ était alors enlevé. Dans les conditions ordinaires, en l'absence de toute source d'ionisation extérieure, un faible courant passait toujours à travers le gaz. Pour empêcher le mouvement continu de l'électromètre qui en provenait, une résistance à substance radioactive était adjointe au système. Elle consistait en deux plateaux parallèles isolés, le plateau supérieur étant relié à l'électromètre, le plateau inférieur étant au sol. Une couche de matière radioactive était placée sur le plateau inférieur. Quand le potentiel de l'aiguille de l'électromètre augmentait, un équilibre était bientôt atteint entre le courant fourni à l'électromètre et la fuite entre les plateaux, à travers le gaz ionisé. Ce dispositif était de grande importance, car il servait à éliminer les perturbations dues à des effets électrostatiques ou à des variations lentes de la force électromotrice de la batterie. Toute variation brusque du potentiel de l'électromètre, due par exemple à l'arrivée d'une particule α dans l'appareil de mesure, se traduit par une brusque impulsion *balistique* de l'aiguille de l'électromètre. Par suite de la fuite, l'aiguille revient en quelques secondes à sa position primitive.

La matière active, étendue en couche mince de moins de 1 cm² de surface, était fixée à l'une des extrémités d'un cylindre creux de fer doux que l'on pouvait déplacer le long du tube de verre à l'aide d'un électro-aimant. Le tube de verre était vidé à l'aide d'une pompe Fleuss et, si cela était nécessaire, à une pression encore plus basse, au moyen d'un tube de charbon de noix de coco plongé dans l'air liquide.

Quant le robinet était fermé, aucune particule α ne pouvait entrer dans l'appareil de mesure et l'on pou-

1. Si le tube était relié au pôle positif de la batterie, l'accroissement du courant par les chocs ne deviendrait appréciable [illegible] du potentiel disruptif. Quand il est relié au pôle négatif, l'accroissement se produit plus graduellement et le [illegible] est beaucoup plus facile.

vait ainsi essayer la stabilité de l'électromètre de temps en temps au cours d'une expérience. En ouvrant le robinet, une petite fraction du nombre de particules α émises par seconde passaient à travers l'ouverture du cylindre détecteur. Pratiquement, on a trouvé commode de régler l'intensité de la matière active et sa distance à l'ouverture de telle manière que trois à cinq particules α entrent par minute dans le cylindre détecteur. Il était difficile d'en compter avec certitude un nombre plus grand, car l'aiguille n'avait pas le temps de revenir au repos entre les impulsions successives.

L'exemple suivant montre le caractère des observations. La source de rayons α était dans ce cas une plaque métallique d'environ 0,5 cm². de surface, rendue active par une exposition de quelques heures à une grande quantité d'émanation du radium. Quinze minutes après sa sortie de l'émanation, la radiation α de la plaque est entièrement due au radium C. La matière active est sous forme de couche mince, de sorte que toutes les particules α sont émises avec la même vitesse. L'intensité de la radiation du radium C diminue avec le temps, de moitié en une heure environ au début et plus rapidement ensuite. Dans ce cas particulier, le tube détecteur était rempli d'acide carbonique sous la pression de 4,2 cms. La force électromotrice était de 1320 volts. La plaque active était distante de 350 centimètres de l'ouverture dont le diamètre était de 1,25 mm. Des observations du nombre et de la grandeur des impulsions dues aux particules α ont été poursuivies pendant 10 minutes. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant.

	Nombre d'impulsions	Grandeur des élongations successives en divisions de l'échelle
1re minute. . .	4	11, 12, 10, 11
2e — . . .		10, 11, 8
3e — . .	5	10, 9, 13, 8, 12
4e — . . .	4	18*, 8, 12
5 — . .	3	10, 6, 10
6e — . . .	4	9, 10, 12, 11
7e — . . .	2	10, 11
8e — . . .	3	11, 13, 8
9 — . .	3	8, 20*
10e — . . .	4	8, 12, 14, 6
Moyenne par minute = 3,5		Élongation moyenne = 10 divisions.

Chaque division de l'échelle avait 2,5 millimètres. L'intensité de la radiation α diminuait d'environ 15 pour 100 pendant la durée d'une observation.

Quand le robinet était fermé, de telle sorte qu'aucune particule α ne pouvait entrer dans le cylindre détecteur, l'aiguille de l'électromètre était très fixe, le déplacement maximum de l'aiguille à partir du zéro pendant 10 minutes ne dépassant pas trois divisions. Deux ou trois élongations seulement d'une telle amplitude se produisaient pendant cet intervalle de temps. Nous voyons, d'après le tableau, que l'élongation moyenne observée quand le robinet était ouvert était de 10 divisions [1]. Toutes les élongations inférieures à trois divisions ont été omises. Sauf les deux nombres marqués d'astérisques, chacune des élongations données dans le tableau est due à une seule particule α. Les deux grandes élongations marquées d'astérisques sont dues à la superposition des effets séparés dus à l'arrivée successive de deux particules α dans le cylindre détecteur, à quelques secondes d'intervalle. Ceci se voyait très bien au mouvement particulier du spot sur l'échelle. Quand l'aiguille de l'électromètre se déplaçait lentement par suite de l'élongation produite par une particule α, une seconde impulsion lui était communiquée par l'arrivée d'une autre particule α et augmentait la rapidité de son mouvement. De telles impulsions doubles se produisaient de temps en temps et se reconnaissaient facilement pourvu que l'intervalle entre l'arrivée successive des particules α ne soit pas inférieur à une seconde.

On remarquera que le nombre de particules α entrant par minute à travers l'ouverture et l'intervalle entre deux impulsions successives varient dans de très grandes limites. Ce résultat peut être prévu par la théorie des probabilités. Nous pouvons regarder une source constante de rayons α comme projetant des particules α uniformément dans toutes les directions en quantité sensiblement constante. Le nombre de particules projetées par minute à travers une petite ouverture située à quelque distance est constant en moyenne si l'on compte un grand nombre d'impulsions. Quand on n'en compte qu'un petit nombre dans un court intervalle de temps, ce nombre est soumis à des variations considérables, l'écart probable relatif entre le nombre observé et la valeur moyenne correcte étant d'autant plus grand que le nombre de particules α qui passent pendant un temps donné est plus petit. Ce point est d'un grand intérêt et très important; il sera discuté plus loin en détail. Il nous suffit ici de dire que la variation du nombre observé par minute est bien dans les limites que l'on peut prévoir d'après les lois générales des probabilités.

On peut voir que les élongations produites par une particule α sont quelque peu variables. On peut s'attendre à un tel résultat pour plusieurs raisons. En premier lieu, les particules α ne passent pas toutes le long du tube détecteur à la même distance de l'axe. L'accroissement de l'ionisation est moindre pour celles qui passent plus près du fil central. De plus, comme on le verra plus loin, il y a toujours une dis-

1. La grandeur de l'élongation due à une seule particule α dépend de la différence de potentiel appliquée; on peut [illegible] varier dans de grandes limites.

persion des rayons α par l'écran de mica et par le gaz du cylindre détecteur A. Cette dispersion tend à ouvrir le pinceau de rayons dans ce cylindre et, par conséquent à introduire des différences encore plus grandes entre les effets produits par les particules α individuelles.

Détection des particules α de l'uranium, du thorium, du radium et de l'actinium.

Les impulsions observées sont bien dues aux particules α. On peut le voir en interposant sur leur trajet des écrans d'épaisseur convenable ; les impulsions cessent quand l'épaisseur est telle que les particules α sont arrêtées. Dans les conditions habituelles l'effet des rayons β est négligeable.

On peut observer l'émission de rayons α par les différentes substances qui en émettent. On trouve les mêmes courbes

Fig. 2.

de décroissance du rayonnement que par la méthode ordinaire. Pour le radium débarrassé d'émanation, on observe une augmentation du rayonnement due à l'occlusion de l'émanation.

Pour les substances faiblement actives, les auteurs ont employé un appareil spécial (fig. 2) dans lequel l'ouverture a environ 1 centimètre de diamètre ; la substance active R est placée à 5 centimètres de cette ouverture et l'écran de mica est supprimé.

Difficultés expérimentales.

Dans les expériences préliminaires, les appareils avaient des dimensions différentes de celles qui ont été indiquées. Le tube détecteur A (fig. 1) était de plus grand diamètre. Le robinet étant fermé, on observait de grandes élongations dues à une radioactivité faible des parois. Le nombre de ces grandes impulsions qui proviennent de particules α traversant le tube dans une direction voisine de son axe, diminue extrêmement vite quand on diminue le diamètre du tube.

Il semblait également y avoir intérêt à rendre ce tube aussi long que possible pour que les rayons α puissent y terminer leur parcours, dans un gaz à pression très faible pour éviter l'emploi d'une différence de potentiel trop grande. Avec un tel tube, on observe des élongations de grandeurs très différentes, quelle que soit la finesse du pinceau de rayons α. Une série d'expériences spéciales a montré que cet effet était dû à la dispersion des rayons α par l'écran de mica et par le gaz. Par suite de cette dispersion, des particules étaient arrêtées par les parois et donnaient lieu à des élongations plus petites que celles qui traversaient le tube dans toute sa longueur. En prenant un tube plus court, en diminuant beaucoup l'influence de cet effet de dispersion.

Nombre de particules α émises par le radium.

Une série d'expériences a été faite pour déterminer aussi exactement que possible, par la méthode électrique, le nombre de particules α émises par seconde par 1 gramme de radium. Le dispositif expérimental était semblable à celui qui est représenté (fig. 1). Une source de rayons α homogènes était placée à une distance convenable du cylindre détecteur et le nombre moyen de particules α passant par le diaphragme par minute était déterminé en comptant les impulsions de l'aiguille de l'électromètre.

Soit Q le nombre moyen de particules α émises par seconde par la source, constituée par une couche mince de matière active. Soit A la surface en centimètres carrés du diaphragme et r, la distance en centimètres de la source d'émission à ce diaphragme. L'expérience a montré que les particules α sont projetées en moyenne uniformément dans toutes les directions. Par conséquent, la fraction du nombre total de particules α émises par la source qui entre dans le cylindre détecteur est égale au rapport de la surface du diaphragme à la surface de la sphère qui a pour rayon la distance de la source au diaphragme. Le nombre moyen n de particules α qui traversent ce diaphragme par seconde est donc :

$$n = \frac{QA}{4\pi r^2} \qquad (1)$$

Cette expression est valable quelle que soit la distribution de la matière active si ses dimensions sont petites par rapport à la distance r, pourvu que les particules lancées par chaque élément de surface de la source puissent passer directement dans le diaphragme....

Après quelques expériences préliminaires faites avec du radium, on a décidé d'employer le radium C comme source de rayons α pour les expériences de numération. Si un corps est exposé pendant environ trois heures à l'émanation du radium, l'activité induite sur ce corps atteint un maximum. Quinze minutes après que l'on a enlevé le corps de l'émanation, la radiation due au radium A a pratiquement disparu et la radiation α est alors due entièrement au radium C. Dans ces conditions, toutes les particules α sont lancées avec la même vitesse et ont, dans l'air, un parcours de 7 centimètres. L'emploi du radium C a de nombreux avantages. Le dépôt actif est sous forme de couche extrêmement mince et on peut faire varier facilement la quantité de matière active déposée en modifiant la quantité d'émanation ou la surface qui lui est exposée. Toutefois, le principal avantage consiste en ce que la quantité de matière active présente peut se mesurer facilement et avec certitude en fonction de l'étalon de radium[1]. Les rayons γ pénétrants émis par le radium en équilibre radioactif proviennent entièrement du radium C. Par conséquent, en comparant l'activité du dépôt actif avec l'étalon de radium, la quantité de radium C présente est connue en fonction de la quantité de radium C en équi-

1 L'étalon de radium employé dans ces expériences est déjà en usage depuis plusieurs années. C'est une partie d'une solution de radium qui donne un dégagement de chaleur de 110 calories par heure et par gramme.

libre avec 1 gramme de radium. Le principal défaut de l'emploi de ce produit est que son activité diminue rapidement, tombant de moitié en environ une heure et à 14 pour 100 du maximum en deux heures.

La forme du corps active par exposition à l'émanation doit être telle que chaque élément de la surface active, quand il est en position dans le tube de verre, soit vu de l'ouverture du diaphragme. Des exemples de surfaces employées sont donnés (fig. 3) : *a* et *b* sont en verre, *c* est une lame de verre ou de fer, les lignes pointillées représentent la limite inférieure du dépôt

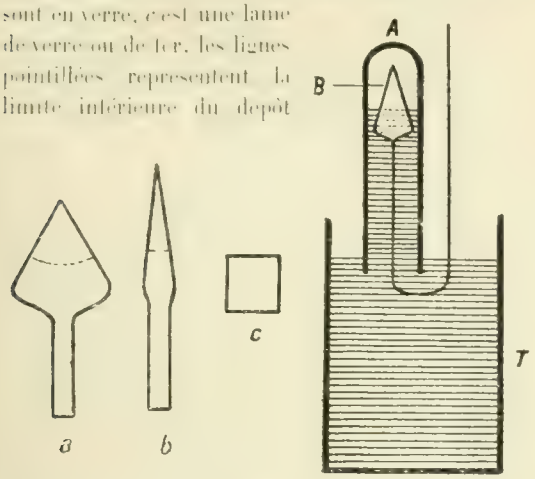


Fig. 3.

actif. L'émanation mélangée avec 1 ou 2 cm³ d'air était recueillie sur le mercure dans l'extrémité du tube A (fig. 3). Le corps B à activer était fixé à un tube de verre en U et introduit dans l'émanation par la cuve à mercure T. Après une durée d'exposition d'au moins trois heures, le corps activé était enlevé et immédiatement mesuré en fonction de l'étalon au radium à l'aide d'un électroscope à rayons γ fixe. La source active était alors placée dans le tube de verre qui était vidé à faible pression. Pour suivre les variations d'activité de la source, on employait un second électroscope à rayons γ qui pouvait se déplacer et qui permettait de mesurer l'activité de la source *in situ*. Dans les expériences de numération, le corps actif était rapproché du cylindre détecteur à mesure qu'il diminuait d'activité. L'électroscope était aussi déplacé de manière à ce qu'il se trouve toujours directement sur le corps actif et à même distance. A la fin des expériences de numération, le corps actif était retiré du tube et l'on déterminait encore son activité γ à l'aide de l'électroscope fixe. De cette manière on obtenait un contrôle complet de l'activité ainsi qu'une détermination directe de la courbe de décroissance de la substance active.

La marche générale d'une expérience était la suivante. Après avoir mesuré avec précision l'activité γ, on observait le nombre d'impulsions d'une manière continue pendant 10 minutes. L'activité γ était de nouveau mesurée et l'on comptait encore pendant 10 minutes et ainsi de suite. Quand le nombre de particules α traversant l'ouverture était tombé à une ou deux par minute, on rapprochait le corps actif de l'ouverture et l'on continuait ainsi les expériences pendant environ deux heures.

Le tableau suivant donne les résultats obtenus avec la même source qui diminuait d'activité. Le cylindre détecteur contenait de l'air sous la pression de 3,75 cms. et la différence de potentiel appliquée était de 1200 volts. Le diamètre de l'ouverture était de 1,25 mm.

Distance du corps actif à l'ouverture	Activité moyenne de la source	Nombre d'impulsions observé en 10 min.	Nombre de particules α émises par gramme
350 cms.	0,369 mgr. Ra	45	$3,05 \times 10^{10}$
350	0,154 —	25	$3,33 \times 10^{10}$
350	0,11 —	16	$2,96 \times 10^{10}$
150	0,055 —	49	$3,43 \times 10^{10}$
150	0,031 —	25	$3,11 \times 10^{10}$
Nombre total d'impulsions : 160		Moyenne	$3,18 \times 10^{10}$

La deuxième colonne donne l'activité moyenne γ de la source en milligrammes de bromure de radium pur en équilibre. La quatrième colonne donne le nombre total de particules α émises, par seconde, par le radium C contenu dans 1 gramme de radium en équilibre. Ce nombre est calculé de la manière suivante. Nous avons montré (relation 1) que le nombre total Q de particules α émises par seconde par la source est :

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n.$$

Le nombre total Q_0 qui serait émis pour une activité correspondant à 1 gramme de radium est :

$$Q_0 = \frac{Q}{\rho} = \frac{4\pi r^2}{A} \cdot \frac{n}{\rho},$$

où ρ est l'activité γ de la source en grammes de radium. Puisque n et ρ sont déterminés par l'expérience, que r et A sont connus, on peut calculer Q_0. Les valeurs calculées pour Q_0 pour chaque expérience sont données dans la quatrième colonne et peuvent servir pour la comparaison des différentes observations[1]. La valeur de $\frac{4\pi r^2}{A}$ pour les trois premières expériences à la distance de 350 cms. est de $1,25 \times 10^8$, c'est-à-dire qu'en moyenne, sur 125 000 000 de particules α émises par la source, une seule passe à travers l'ouverture.

Au cours des expériences, nous avons vérifié, autant que possible, l'exactitude des hypothèses dont dépend la détermination du nombre de particules α

1. Étant donnée la variation probable, on ne peut s'attendre à ce que les nombres de la quatrième colonne concordent très exactement.

émises par 1 gramme de radium. Les points examinés sont résumés ci-dessous :

1° Pour une intensité donnée de la radiation à une distance donnée, le nombre moyen d'impulsions observées à l'électromètre est indépendant de la pression ou de la nature du gaz et aussi de l'amplification de l'ionisation ;

2° Le nombre de particules α traversant le diaphragme est proportionnel à l'activité de la source mesurée par les rayons γ et inversement proportionnel au carré de la distance de la source au diaphragme, dans les limites des expériences, c'est-à-dire de 375 à 100 centimètres ;

3° Pour une intensité donnée de la radiation à une distance donnée, le nombre de particules α entrant dans le cylindre détecteur est proportionnel à la surface du diaphragme ;

4° En employant le radium C comme source de rayons, les particules α sont, en moyenne, projetées uniformément dans toutes les directions. Ceci a été vérifié en observant que, dans les limites des erreurs expérimentales, le nombre calculé de particules α émises par le radium C contenu dans 1 gramme de radium est le même, que les particules α qui pénètrent dans l'ouverture aient été émises à peu près tangentiellement par la surface active, comme dans le cas de la figure 3 *b*, à peu près normalement, comme dans le cas de la figure 3 *c*, ou suivant des angles intermédiaires, comme dans le cas de la figure 3 *a*.

Le tableau suivant donne les résultats d'un certain nombre d'expériences distinctes. La valeur moyenne de Q_0 pour chaque expérience complète, comprenant des observations faites pour des intensités différentes de la source à différentes distances, est donnée dans la dernière colonne.

Sauf pour la dernière expérience, dans laquelle on employait un tube de 21 cms. de long et 2,4 cms. de diamètre, le tube détecteur avait 25 cms. de long et un diamètre intérieur de 1,7 cm.

Pour la détermination de la valeur moyenne des valeurs de Q_0 données dans la dernière colonne, qui sont elles-mêmes des moyennes d'un grand nombre de séries d'expériences, le poids assigné à chaque expérience de ces séries est proportionnel au nombre de particules α comptées. On a trouvé que cette moyenne ne différait que peu de la moyenne arithmétique. On voit que la valeur moyenne de Q_0 pour toutes les observations est $5,28 \times 10^{10}$. Ce nombre doit subir une petite correction à laquelle il est difficile d'assigner une valeur définie. Pour rendre les élongations produites par une particule α aussi uniformes que possible, le dispositif était tel que les particules α traversent obliquement le tube détecteur. Une petite fraction des rayons α passant à travers l'ouverture était arrêtée par le fil central dont le diamètre était de 0,45 mm. En comptant le nombre de particules α, on a tendance à négliger ou à attribuer à des perturbations extérieures toutes les élongations qui sont petites par rapport à l'élongation moyenne. Ce serait le cas pour une particule α qui serait arrêtée avant d'avoir traversé la moitié du tube. En tenant compte des dimensions de l'ouverture, de celles du fil de cuivre et de la dispersion du faisceau à son passage à travers le mica et le gaz, on a estimé que cette correction ne peut être supérieure à 3 pour 100. En faisant cette correction, la valeur de Q_0 devient voisine de $5,4 \times 10^{10}$.

Nous en conclurons, par conséquent, que, en moyenne, $5,4 \times 10^{10}$ particules α sont émises par seconde par le radium C présent dans 1 gramme de radium en équilibre. D'après les expériences de Bragg et les mesures de Boltwood de l'ionisation produite par les particules α de chacun des produits du radium, il semble certain que le même nombre de particules α sont émises par seconde par le radium lui-même et par chacun des produits à rayons α en équilibre avec lui.

Gaz	Pression en cms	Tension en volts	Diamètre de l'ouverture	Nombre total d'impulsions comptées	Valeur moyenne de Q_0
Air	5,75	1200	1,25 mm.	161	$5,20 \times 10^{10}$
CO²	4,8	1560	1,25	59	$5,10 \times 10^{10}$
—	4,8	1560	1,25	118	$5,50 \times 10^{10}$
—	4,1	1240	1,25	95	$5,15 \times 10^{10}$
—	4,2	1520	1,92	194	$5,45 \times 10^{10}$
—	4,2	1520	1,92	150	$5,54 \times 10^{10}$
—	5,2	1520	1,92	99	$5,45 \times 10^{10}$
				Moyenne	$5,28 \times 10^{10}$

Il s'en suit que 1 gramme de radium, et chacun de ses produits à rayons α en équilibre avec lui émettent $5,4 \times 10^{10}$ particules α par seconde. Le nombre total des particules α émises par seconde par 1 gramme de radium en équilibre avec ses trois produits à rayons α est $15,6 \times 10^{10}$. En admettant comme l'hypothèse la plus simple et la plus probable qu'un atome de radium en se brisant émet une particule α, il s'en suit que, dans 1 gramme de radium, $5,4 \times 10^{10}$ atomes se brisent par seconde.

Numération des scintillations.

Il est important de comparer le nombre de scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc au nombre de particules α comptées par la méthode électrique pour voir si chaque scintillation est due à une seule particule α.

Les écrans de M. E.-H. Glew ont été employés. Le sulfure est étendu en couche mince sur une mince lame de verre à travers laquelle on observe les scintillations à l'aide d'un microscope. Pour rendre la comparaison plus directe, l'appareil est le même que précédemment : le tube détecteur est supprimé et remplacé par un écran au sulfure de zinc fixé à l'extrémité du tube D (fig. 1).

Pour l'observation des scintillations, les auteurs ont suivi les indications données par Regener[1] : on éclairait légèrement l'écran pour que l'œil se maintienne au point. Le grossissement du microscope était de 50; la surface de l'écran ne couvrait que la moitié du champ. La distance était réglée pour avoir 20 à 60 scintillations par minute. Il était difficile de compter pendant plus de 2 minutes, à cause de la fatigue de l'œil. Quand le robinet était fermé, on observait quelques scintillations par minute; on retranchait leur nombre du nombre trouvé. Pratiquement, on notait le temps pendant lequel on comptait 100 scintillations.

Les résultats d'une série d'observations pour différentes intensités sont donnés dans le tableau suivant. Le nombre corrigé de scintillations observées

I Nombre calculé de particules α par minute	II Nombre de scintillations observées par minute	III Rapport du nombre observé au nombre calculé
59	51	0,86
38	49	1,29
34	29	0,85
32	31	0,97
31	32	1,05
28	27	0,96
27	28	1,04
25	21	0,84
23	25	1,09
21	21	1,00
Nombre total 294		Moyenne 0,99

par minute est donné dans la colonne II. Le nombre de scintillations que l'on prévoit d'après l'intensité de la radiation est donné dans la colonne I. Le rapport calculé, en prenant $3,4 \cdot 10^{10}$ comme nombre de particules α émises par seconde et par gramme, du nombre observé au nombre calculé est donné colonne III. Le diamètre de l'ouverture était de 1,15 millimètre et cette ouverture était recouverte de mica. La distance de la source à l'ouverture était de 200 centimètres.

Une autre série d'observations a été faite avec un nouvel écran de sulfure de zinc avec une ouverture dont la surface était 3,02 fois la surface de la première et sans écran de mica.

Nombre calculé de particules α par minute	Nombre de scintillations observées par minute	Rapport du nombre observé au nombre calculé
56	51	0,86
34	30	0,88
31	31	1,00
30	29	0,97
27	29	1,07
Nombre total 150		Moyenne 0,99

En tenant compte de l'erreur probable, l'accord entre les méthodes électrique et optique de numération est sans aucun doute meilleur qu'on aurait pu s'y attendre. Le résultat montre clairement que, dans les limites de l'erreur expérimentale, chaque particule α produit une scintillation sur un écran au sulfure de zinc convenablement préparé. L'accord des deux méthodes de numération des particules α constitue, par lui-même, une bonne preuve de la précision obtenue dans la numération des particules α émises par un gramme de radium, par la méthode électrique. Il est clair, maintenant, que nous avons deux méthodes distinctes, l'une électrique, l'autre optique, pour déceler une seule particule α et que de l'emploi de chaque méthode, on peut attendre des résultats corrects pour la numération des particules α.

Puisque nous avons quelque raison de penser que la particule α est un atome d'helium, nous avons maintenant deux méthodes distinctes pour déceler l'expulsion d'un seul atome d'hélium, l'une basée sur son effet électrique, l'autre sur la luminosité qu'il produit dans les cristaux de sulfure de zinc. Il n'est pas nécessaire ici d'entrer dans une discussion du mécanisme de production d'une scintillation. Dans une note précédente, l'un de nous[1] a indiqué qu'il y a de fortes raisons de supposer que les molécules de la préparation phosphorescente sont dissociées par la particule α et que la luminosité observée peut accompagner cette dissociation ou la recombinaison des parties dissociées qui s'en suit.

Erreur probable.

Nous avons précédemment appelé l'attention sur le fait que le nombre de particules α entrant dans une ouverture donnée est régi par les lois des probabilités. E. v. Schweidler[2] a appelé le premier l'attention sur le fait que, d'après la théorie des probabilités, le nombre des particules α émises par seconde par les matières radioactives doit être soumis à des fluctuations entre certaines limites. Si z est le nombre

1. Verh. d. D. Phys. Ges., 10-78 1908.

1. Rutherford, *Phil. Mag.*, juillet 1905.

2. Schweidler, *Congrès international pour l'étude de la radiologie*, Liège, 1905.

moyen d'atomes de matière active qui se brisent par seconde, l'erreur moyenne que l'on peut prévoir sur ce nombre est $\sqrt{z}$. L'existence de fluctuations dans la radiation émise par les matières actives, dont on peut prévoir la grandeur d'après cette théorie ont été mises en évidence par Kohlrausch[1], Meyer et Regener[2] et Hans Geiger[3].

Dans la plupart des expériences décrites dans le présent mémoire, une source intense de rayons α a été employée. Si, par exemple, la source avait une activité γ égale à celle de 1 milligramme de radium, le nombre moyen de particules α émises par seconde serait de $3,4 \cdot 10^7$. L'erreur que l'on peut prévoir serait ainsi de 5830 particules et l'erreur relative $\sqrt{z}$ z, de 1 5580.

Dans ces conditions, nous pouvons considérer la source totale comme émettant des particules α à un taux pratiquement constant. La variation probable de ce nombre est hors des limites accessibles aux méthodes ordinaires. Le cas est, toutefois, très différent quand on considère le nombre de particules α traversant une petite ouverture placée à distance de la source. Dans les expériences, le nombre de celles qui entrent dans le cylindre détecteur est compris entre deux et six par minute et le nombre de particules α comptées dans une seule expérience varie de 20 à 60. Supposant, pour plus de simplicité, que la théorie générale s'applique à ce cas, la variation probable du nombre observé autour de la moyenne est égal à $\sqrt{z}$. Ceci donne quatre à cinq particules pour 20 et sept à huit pour 60. Il n'est pas facile de comparer avec précision la théorie et l'expérience de cette manière, mais il n'y a aucun doute que les variations observées

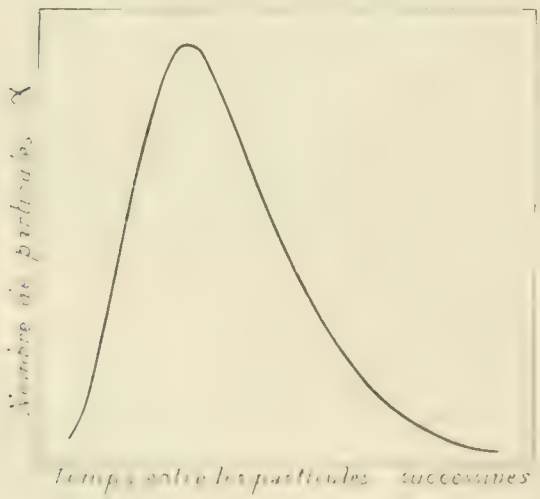


Fig. 4

sont du même ordre de grandeur que celles que l'on peut prévoir par les lois des probabilités.

1. Kohlrausch. *Wien. Ber.* 677, 1906.
2. Meyer et Regener. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 10, 1908.
3. Geiger. *Phil. Mag.* avril 1908.

Quelques expériences ont été faites, à la fois par la méthode électrique et par la méthode de scintillation pour déterminer la distribution des particules α dans le temps. Une grande quantité de particules α a été comptée, les intervalles de temps entre l'arrivée successive des particules α étant notés. Une courbe a été alors tracée dont les ordonnées représentent le nombre de particules α, et les abscisses les intervalles de temps correspondant à l'arrivée des particules α successives. On obtient une courbe semblable à la courbe de la figure 4, qui est de forme analogue à la courbe de la probabilité de distribution dans le temps. Des expériences sont en cours pour déterminer cette courbe de distribution avec autant de précision que possible pour comparer la théorie avec l'expérience.

Résumé des résultats.

1° Par l'emploi du principe de l'amplification par l'ionisation par les chocs, l'effet électrique produit par une seule particule α peut être accru suffisamment pour être facilement observable à l'aide d'un électromètre ordinaire.

2° La grandeur de l'effet électrique produit par une particule α dépend du voltage employé et on peut la faire varier dans de grandes limites.

3° Cette méthode électrique peut être employée pour compter les particules α émises par tous les types de substances actives qui émettent des rayons α.

4° En employant le radium C comme source de rayons α, le nombre total de particules α émises par seconde par 1 gramme de radium a été déterminé avec précision. Pour le radium en équilibre, ce nombre est de $3,4 \cdot 10^{10}$ pour le radium lui-même et pour chacun de ses trois produits à rayons α.

5° Le nombre de scintillations observé sur un écran au sulfure de zinc convenablement préparé, est, dans les limites de l'erreur expérimentale, égal au nombre de particules α qui y tombent, ce nombre étant déterminé par la méthode électrique. Il s'en suit que chaque particule α produit une scintillation.

6° La distribution des particules α dans le temps est régie par les lois des probabilités.

Nous avons déja indiqué que le principe de l'amplification par les chocs peut être employé pour étendre largement les méthodes déjà délicates qui nous permettent de déceler les substances radioactives. Le calcul montre que, dans de bonnes conditions, il serait possible par cette méthode de déceler une seule particule β et conséquemment, de compter directement le nombre de particules β émises par les substances radioactives.

Des travaux sont en cours sur ce sujet et sur d'autres problèmes qui se sont posés au cours de ces recherches.

Reçu le 29 août 1908.

Extrait du mémoire original par M. Marsden.

La charge et la nature des particules α[1]

Par E. RUTHERFORD et H. GEIGER

Université de Manchester — Laboratoire de physique

Dans un précédent mémoire, nous avons déterminé le nombre de particules α que lance, par seconde, un gramme de radium, en employant une méthode directe de numération. Ce nombre une fois connu, on peut déterminer la charge transportée par chaque particule, en mesurant la charge totale transportée par les particules α qu'émet, en une seconde, une quantité connue de radium. Le radium C ayant été employé comme source de rayonnement dans les expériences de numération, nous avons jugé désirable de déterminer directement la charge transportée par les particules α qu'émet cette substance. Il y a quelques années[2], l'un de nous a étudié les conditions expérimentales nécessaires pour une détermination précise de la charge totale transportée par les rayons α, et a mesuré la charge que transportent les particules α qu'émet une pellicule mince de radium proprement dit. Dans les présentes expériences, la même méthode générale a été employée, avec certaines modifications rendues nécessaires par le choix du radium C comme source de rayonnement α.

La figure 1 fait voir aisément le dispositif expérimental. Un tube cylindrique de verre HH, de 4 cms. de diamètre, est fermé à ses extrémités par des bouchons de verre rodés D et E. La source de rayonnement R est portée par le bouchon inférieur E. Le rayonnement qu'elle fournit pénètre dans la chambre d'expérience qui est rigidement liée au bouchon D au moyen d'un tube d'ébonite F. La chambre d'expérience consiste en deux plateaux parallèles A et B, à 2 mms. de distance l'un de l'autre. Dans la plaque de laiton B est pratiquée une ouverture circulaire, de 1,92 cm. de diamètre; elle est recouverte d'une mince feuille d'aluminium[3]. La chambre supérieure AC consiste en un récipient de laiton, peu profond, de 2cm,5 d'ouverture, fermé également à sa partie inférieure par une mince feuille d'aluminium. La plaque B est reliée, à travers la paroi du tube de verre, à l'un des pôles d'une batterie dont l'autre pôle est au sol. La chambre AC, isolée de la plaque B, est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek, dont l'autre paire est au sol. L'appareil tout entier est placé entre les pôles NS d'un grand électro-aimant, indiqués sur la figure par des lignes ponctuées, de sorte que les rayons α, dans leurs parcours de la source R à la chambre d'expérience, traversent un champ magnétique intense.

Une fois la matière active placée, l'appareil était vidé au moyen d'une pompe Fleuss. L'évacuation était

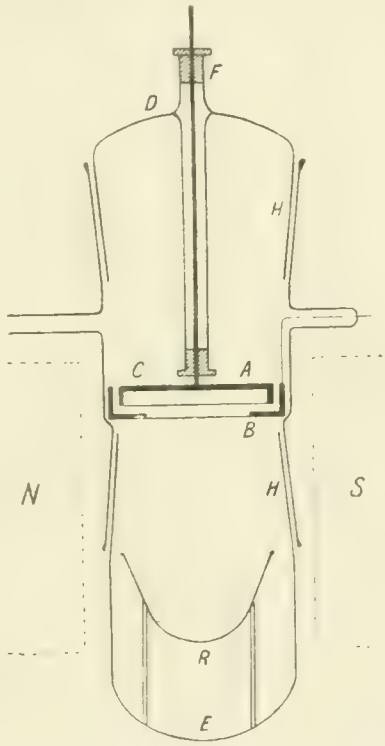


Fig. 1.

complétée au moyen d'un tube contenant du charbon de noix de coco et plongé dans l'air liquide. Il faut, dans ces expériences, obtenir le vide le plus complet possible, pour réduire au minimum l'ionisation du gaz résiduel par les rayons α. Sinon, la charge positive communiquée à la plaque supérieure par l'absorption des particules α devient beaucoup plus faible. Outre cette condition portant sur le degré du vide, il est nécessaire de placer la chambre d'expérience dans un champ magnétique intense. On sait, en effet, que les particules α, dans leur passage à travers la matière, libèrent un grand nombre d'électrons de faible vitesse, ou rayons δ comme les a appelés J.-J. Thomson. La présence d'un grand nombre de ces particules négativement chargées et frappant la

1. Mémoire présenté à la *Royal Society* le 18 juin 1908 et communiqué par les auteurs.

2. Rutherford *Phil. Mag.*, août 1905.

3. Chaque feuille d'aluminium arrêtait les rayons α à peu près comme 5 millimètres d'air.

chambre d'expérience masque complètement l'effet de la charge positive portée par les particules α. En plaçant la chambre d'expérience dans un champ magnétique intense, les particules négatives de faible vitesse décrivent de très petites orbites et reviennent sur la surface qui les a émises. De cette manière l'effet perturbateur des rayons δ peut être complètement éliminé. Étant donné leur très faible vitesse (10^{8} cm. environ) et leur faible masse, un champ magnétique d'intensité moyenne suffit pour atteindre le but proposé. On remarquera que le bombardement des particules α ne se fait pas directement sur la plaque supérieure AC, mais qu'elles passent d'abord à travers une mince feuille d'aluminium. Cette disposition était prise pour diminuer autant que possible le nombre des particules δ circulant librement entre les électrodes. Les particules α traversent sans peine la mince couche d'aluminium qui ferme le dessous du récipient AC et sont complètement arrêtées par la plaque supérieure. Les particules δ émises en grand nombre par l'impact des rayons α sur la plaque AC ne peuvent traverser en sens inverse la feuille d'aluminium et par conséquent ne peuvent troubler les mesures. Il n'est donc nécessaire, au moyen du champ magnétique, que de supprimer la perturbation due aux rayons δ qu'émettent les deux feuilles d'aluminium.

Dans les présentes expériences le champ magnétique servait aussi à autre chose. Le radium C émet des rayons β aussi bien que des rayons α; en l'absence d'un champ magnétique, ces rayons seraient partiellement absorbés et apporteraient leur charge négative à la plaque supérieure. Dans notre dispositif, le champ magnétique s'étend depuis la source de rayonnement R jusqu'à la chambre d'expérience. La source était placée à 3,5 cms. environ au-dessous de la chambre d'expérience. L'intensité du champ magnétique était alors réglée de façon que les particules β fussent complètement écartées du plateau inférieur et ne pussent par conséquent produire aucune action sur la chambre d'expérience. Il était essentiel, dans ce but, que la source de rayonnement fût à une certaine distance au-dessous du plateau B, afin que le champ magnétique susceptible d'être obtenu expérimentalement et la longueur du trajet des rayons fussent l'un et l'autre suffisants pour assurer la déviation complète des rayons β vers un côté du tube de verre, avant d'atteindre le plateau B.

Comme la source de rayonnement était à une certaine distance en dessous de la chambre d'expérience, il était nécessaire d'employer une surface très active de radium C, afin d'obtenir un phénomène suffisamment grand pour les mesures. A cet effet une petite capsule de verre peu profonde, représentée sur la figure par la source R, était fixée par un joint rodé, à un tube de verre de 8 centimètres de long. On remplissait ce tube de mercure et on y introduisait, sur la cuve à mercure, l'émanation produite par 40 milligrammes de radium. Le niveau du mercure au-dessous du sommet de la capsule est représenté sur la figure par la ligne ponctuée. On laissait l'émanation dans la capsule pendant plus de trois heures, de façon que la quantité de radium C déposée sur les parois intérieures de la capsule et sur la surface du mercure atteignît sa valeur maxima. Grâce à la cuve à mercure, l'émanation était alors rapidement déplacée, on faisait couler le mercure et on détachait la capsule du tube de verre. On lavait sa surface intérieure, d'abord avec de l'eau, puis avec de l'alcool pour enlever toute trace de graisse sur l'intérieur du verre. La surface intérieure de la capsule fonctionnait alors comme une source intense de rayons α. Quinze minutes après le moment où elle avait été détachée le rayonnement α était homogène et dû entièrement au radium C. La capsule active était alors installée dans le tube à expérience, que l'on vidait rapidement avec la pompe Fleuss. On immergeait le charbon de noix de coco dans l'air liquide, ce qui permettait d'atteindre rapidement un vide élevé. Habituellement il fallait 15 à 30 minutes après l'enlèvement de l'émanation pour effectuer les différentes opérations et obtenir un vide assez complet pour commencer les mesures.

Dans le but de déterminer la quantité de radium C déposée sur la capsule de verre, on observait son activité, *in situ*, au moyen des rayons γ. Un électroscope à rayons γ était placé à une certaine distance sur le côté de l'appareil et on mesurait la vitesse de décharge par des observations faites de temps en temps pendant l'expérience. L'électroscope était étalonné de la manière habituelle avec une préparation de radium servant d'étalon et placée à la même distance de l'électroscope que la source R; la quantité de radium C existant sur la source à chaque instant était donc déterminée en fonction de la quantité de radium C en équilibre avec une quantité connue de radium. Des mesures de ce genre sur les rayons γ peuvent être très simplement et très exactement faites; avec des précautions convenables elles ne comportent pas une erreur de plus de 1 pour 100.

Méthode de calcul.

En faisant usage d'un champ magnétique intense, la plaque supérieure recevait une charge positive, que la plaque inférieure fût positivement ou négativement chargée. On mesurait le courant d'abord quand la plaque inférieure était portée au potentiel + V, puis au potentiel — V. Soit i_1 le courant mesuré dans le premier cas et i_2 dans le second cas; i_2 est toujours numériquement moindre que i_1, le rapport dépendant du degré de vide. Soit i_0 le courant dû à l'ionisation par les rayons α du gaz subsistant entre les plateaux. On a

$$i_1 = i_0 + nE. \qquad (1)$$

n étant le nombre de particules α recueillies par seconde par la plaque supérieure, et E la charge de chacune d'elles. Si l'on renverse le champ électrique, le courant d'ionisation est le même mais de sens inverse. On a donc

$$i_2 = nE = i_1, \qquad (2)$$

et en ajoutant (1) et (2) membre à membre :

$$nE = \frac{1}{2}(i_1 + i_2).$$

Soit Q la quantité de radium C présente à un instant donné, mesurée par comparaison avec l'effet produit par les rayons γ d'un gramme de radium, et N le nombre de particules α provenant du radium C, lancées en une seconde par un gramme de radium. Le nombre total de particules α que la source R émet par seconde est QN. Soit K la fraction du nombre total de particules α émises par la source, qui viennent frapper la plaque supérieure. On a $n = KQN$: on mesure K et Q et on connaît N par les expériences de numération. Ainsi donc la charge E de chaque particule α est donnée par l'équation.

$$E = \frac{i_1 + i_2}{2KQN}$$

Dans des expériences préliminaires on a trouvé que les valeurs de i_1 et de i_2 étaient indépendantes du voltage sur tout l'intervalle examiné, c'est-à-dire de 2 à 8 volts. Dans la plupart des expériences ultérieures, c'est la différence de potentiel de $\pm$ 2 volts que l'on a employée. L'expérience montre que la valeur de $\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$ est indépendante du champ magnétique jusqu'à une certaine limite. Par exemple, si l'on fait croître le courant dans l'électro-aimant de 10 à 20 ampères, il n'en résulte aucun changement dans les valeurs de i_1 et de i_2. Un courant de 6 ampères donne nettement des valeurs plus faibles, tenant à ce que l'intensité du champ magnétique n'est pas suffisante pour écarter complètement toutes les particules β. Dans les expériences finales, c'est un courant de 12 ampères qui fut toujours employé. Les connexions à l'électro-aimant et à l'électromètre étaient bien protégées et les lectures à l'électromètre étaient remarquablement régulières. L'effet externe des rayons γ provenant de la source intense de rayonnement que nous employions était éliminé autant que possible, par des plaques de plomb épais. L'appareil était placé à quelque distance de l'électromètre et le fil de connexion isolé passait à travers un long tube de laiton relié à la terre. Malgré ces précautions il fut impossible, par suite de l'ionisation produite par les rayons γ, d'éviter une faible rétrogradation de l'électromètre correspondant à une élévation de potentiel. On faisait aisément la correction en observant la vitesse de déplacement de l'aiguille de 10 en 10 divisions de l'échelle jusqu'à ce que la déviation dépassât 150 divisions. La fraction K du nombre total des particules α frappant la plaque supérieure était déterminée en supposant que les particules α étaient émises également dans toutes les directions. D'autres expériences ont permis de vérifier l'exactitude de cette hypothèse. On déterminait au cathétomètre la distance de la source du rayonnement à la plaque inférieure. Pour faire la correction correspondant au fait que le rayonnement provenait d'une source de surface finie on divisait graphiquement cette surface en cercles concentriques et on déterminait la valeur de K pour chacun d'eux. Dans les expériences rapportées ci-dessous la valeur moyenne de K était de 0,0172. La valeur de N, déterminée par les expériences de recensement, était de $3,4 \cdot 10^{10}$. Les tables suivantes illustrent les résultats obtenus dans deux séries distinctes d'expériences.

La colonne I donne le nombre d'observations faites successivement de i_1 et de i_2 : la colonne II, l'intensité moyenne du rayonnement γ exprimée en milligrammes de radium pur; III la capacité, en centimètres, du système électrométrique; IV et V les valeurs de i_1 et i_2 exprimées en nombres de divisions de l'échelle parcourues en une seconde par le spot de l'électromètre; VI la moyenne de i_1 et de i_2 exprimée de la même manière; VII la valeur de E — charge d'une particule α

Série I

I Nombre d'observations.	II Intensité du rayonnement	III Capacité.	IV i_1	V i_2	VI $\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$	VII E
1	21,0 mmg. Ra.	495 c.	2,24 div. sec.	1,75 div. sec.	1,99	$8,8 \cdot 10^{-10}$
1	18,5 —	495 c.	1,74 —	1,55 —	1,68	$8,7 \cdot 10^{-10}$
2	15,9 —	495 c.	1,61 —	1,27 —	1,44	$9,2 \cdot 10^{-10}$
1	11,4 —	495 c.	1,51 —	1,07 —	1,19	$9,6 \cdot 10^{-10}$
1	10,6 —	495 c.	1,19 —	0,92 —	1,05	$9,1 \cdot 10^{-10}$
2	6,98 —	495 c.	0,856 —	0,706 —	0,78	$10,0 \cdot 10^{-10}$
2	5,08 —	146 c.	1,11	0,87	0,99	$8,7 \cdot 10^{-10}$
					Moyenne	$9,2 \cdot 10^{-10}$

Série II

I	II	III	IV	V	VI	VII
Numéro d'observation	Intensité du rayonnement	Capacité	t_1	t_2	$\frac{1}{2}(t_1 + t_2)$	E
2	16,1 mmg. Ra	495 c.	1,90 div. sec.	1,47 div. sec.	1,68	$9,5 \cdot 10^{-10}$
1	14,8 —	495 c.	1,65 —	1,28 —	1,45	$9,1 \cdot 10^{-10}$
2	10,7 —	504 c.	2,06 —	1,84 —	1,95	$10,0 \cdot 10^{-10}$
1	9,8 —	504 c.	1,85 —	1,40 —	1,62	$9,9 \cdot 10^{-10}$
2	6,52 —	146 c. 5	2,22 —	1,85 —	2,02	$8,7 \cdot 10^{-10}$
1	5,46 —	146 c. 5	2,02 —	1,46 —	1,72	$9,1 \cdot 10^{-10}$
					Moyenne	$9,4 \cdot 10^{-10}$

— calculée en unités électrostatiques. Les valeurs moyennes ont été obtenues en donnant à chaque détermination de E un poids égal au nombre d'observations faites sur i_1 et i_2. La série I fournit pour E la valeur moyenne $9,2 \cdot 10^{-10}$ et la série II, $9,4 \cdot 10^{-10}$. En prenant la moyenne de ces deux nombres on obtient $9,3 \cdot 10^{-10}$. Notre conclusion est donc que la charge portée par une particule α de radium C est $9,3 \cdot 10^{-10}$ U. E. S.

D'après d'autres données, on sait que les particules α provenant de tous les produits radioactifs qui ont été étudiés sont identiques.

Par conséquent, nous pouvons conclure que chaque particule α, quelle qu'en soit l'origine, porte normalement la charge indiquée ci-dessus.

Comparaison de la charge portée par une particule α et un atome d'hydrogène.

La charge portée par un ion dans les gaz a été déterminée par un certain nombre d'observateurs. Townsend[1], d'après des observations sur l'oxygène électrisé obtenu par électrolyse, conclut que chaque particule porte une charge égale à $3 \cdot 10^{-10}$ U.E.S. Des mesures sur la charge portée par un ion dans les gaz ont été faites par J.-J. Thomson[2], H.-A. Wilson[3], Millikan et Begeman[4], en faisant usage de la méthode maintenant bien connue qui consiste à condenser de l'eau sur chaque ion par une détente brusque. La valeur de e obtenue par J.-J. Thomson était $3,4 \cdot 10^{-10}$, par Wilson $3,1 \cdot 10^{-10}$ et par Millikan, $4,06 \cdot 10^{-10}$.

Des résultats obtenus par ces expérimentateurs, on déduit que la valeur E de la charge portée par une particule α, $9,3 \cdot 10^{-10}$, est comprise entre $2e$ et $3e$. Si l'on part de cette conception que la charge e portée par un atome d'hydrogène est l'unité fondamentale d'électricité, on est conduit à dire que la charge portée par une particule α est un multiple entier de e et qu'elle doit être par conséquent soit $2e$, soit $3e$.

Or certaines données sur la radioactivité vont nous faire voir que les particules α portent une charge $2e$, les valeurs ordinairement acceptées pour e étant un peu trop petites[1].

Première méthode. — Calculons d'abord la charge E portée par une particule α, en supposant que l'action calorifique du radium mesure l'énergie cinétique des particules α qu'il expulse. Cette hypothèse est fortement, quoique indirectement, étayée par ce fait que les rayons β et γ réunis produisent un effet calorifique égal seulement à quelques centièmes de l'effet produit par les rayons α. Si m est la masse d'une particule α et u la vitesse initiale avec laquelle elle est lancée, son énergie cinétique est

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{1}{2} \frac{m u^2}{E} \cdot E.$$

Or, dans un travail antérieur[2], l'un de nous a déterminé avec précision, d'après la déviation électrostatique subie par les rayons α, les valeurs de $\frac{1}{2} \frac{m u^2}{E} \cdot E$ pour chacune des quatre séries de particules α lancées par le radium en équilibre, et a montré que l'énergie cinétique des particules α provenant de 1 gramme de radium en équilibre est $4,15 \cdot 10^5$ N.E ergs[3], en désignant par N le nombre d'atomes de radium qui s'y détruisent par seconde.

Mais l'effet calorifique de la préparation étalon de radium était de 110 calories-grammes par gramme et par heure. Cela équivaut à $1,28 \cdot 10^7$ ergs par seconde. En égalant l'énergie cinétique des particules α à l'effet calorifique observé, on obtient :

$$4,15 \cdot 10^5 \cdot \mathrm{NE} = 1,28 \cdot 10^7.$$

1 Townsend. *Phil. Mag.* Juin 1898, mars 1904.

2 J. J. Thomson. *Phil. Mag.*, mars 1905.

3 H. A. Wilson. *Phil. Mag.* avril 1905. Les mémoires précédents sont résumés dans le livre cité plus haut de M. *Le Radium*. Les Éditions Gauthier-Villars.

4 Millikan et Begeman. *Phys. Rev.* Juin 1908, p. 197.

1 Dans un récent mémoire (*Arch. de la Phys. Gen.*, 10 78 1908) Regener a déduit de données indirectes qu'une particule α porte une charge $2e$. Il comptait le nombre de scintillations d'une préparation de polonium et le supposant égal au nombre de particules α émises. Il comparait dans ce nombre avec le nombre de particules α déduit de la mesure du courant de conversion et des données fournies par Rutherford sur le nombre d'ions produits par une particule α.

2 Rutherford. *Phil. Mag.* oct. 1906.

3 Dans le mémoire en question, les valeurs de E sont données en unités électromagnétiques. Pour plus d'uniformité cette valeur est ici réduite en unités électrostatiques.

Si l'on remplace N par la valeur connue $N = 3,4 \cdot 10^{10}$, il vient

$$E = 9,1 \cdot 10^{-10}.$$

L'accord de la valeur calculée avec la valeur observée est certainement plus exact que l'on ne devait s'y attendre, étant donné l'incertitude des éléments du calcul.

Seconde méthode. — Calculons maintenant la charge e portée par un atome d'hydrogène d'après la période connue de transformation du radium. S'appuyant sur une série d'expériences, Boltwood[1] a montré que la période de transformation du radium peut être très simplement mesurée. Il aboutit à ce résultat que la transformation est à demi accomplie en 2000 ans. Soit P le nombre d'atomes d'hydrogène existant dans 1 gramme d'hydrogène. Le nombre d'atomes de radium présents dans 1 gramme de radium est alors $\frac{P}{226}$, puisque, d'après les plus récentes déterminations, le poids atomique du radium est environ 226. Si λ est la constante de transformation du radium, le nombre d'atomes qui se brisent par seconde et par gramme de radium est $\frac{\lambda P}{226}$. D'après l'hypothèse probable, que chaque atome se brise en lançant une particule α, ce nombre est égal au nombre N de particules α lancées par seconde et par gramme. La valeur de N, d'après les expériences de numération, est $3,4 \cdot 10^{10}$; par conséquent

$$\frac{\lambda P}{226} = 3,4 \cdot 10^{10}.$$

Mais l'électrolyse de l'eau donne, comme on sait :

$$Pe = 9,6 \cdot 10^{3} \text{ U.E.M} = 2,88 \cdot 10^{14} \text{ U.E.S.}$$

en désignant par e la charge portée par l'atome d'hydrogène. De ces deux équations on déduit, en remplaçant λ par sa valeur $\lambda = 1,09.10^{-11}$, résultant des mesures de Boltwood,

$$e = 4,1 \cdot 10^{-10} \text{ U.E.S.}$$

C'est là une nouvelle méthode de détermination de e d'après les données sur la radioactivité. Si, au moment de la rupture de l'atome de radium, deux particules α au lieu d'une étaient projetées, la valeur de e serait double de celle qu'on vient de trouver, soit $8,2 \cdot 10^{-10}$. Cette valeur est plus de deux fois plus grande que celles que d'autres méthodes ont permis d'obtenir et correspond par conséquent à une hypothèse inadmissible.

Discussion de la précision des méthodes de détermination de e.

Nous avons trouvé expérimentalement que les particules α portent une charge E de $9,3 \cdot 10^{-10}$ unité électrostatique. Si la particule α possède une charge égale à $2e$, la valeur de e, charge de l'atome d'hydrogène, doit être $4,65 \cdot 10^{-10}$. Cette valeur est sensiblement plus forte que celles qu'ont fournies les mesures de J.-J. Thomson, H.-A. Wilson et Millikan. Elle est également un peu plus grande que celle que nous avons déduite plus haut de considérations sur la vie du radium. Comme une connaissance exacte de e est maintenant d'une importance fondamentale, nous allons brièvement passer en revue quelques considérations d'où il résulte que les valeurs de e obtenues par les anciennes méthodes sont toutes probablement trop petites. Il est loin de notre intention de critiquer en quoi que ce soit la précision des mesures faites par des expérimentateurs aussi soigneux, mais nous désirons simplement attirer l'attention sur une cause d'erreur qui existait toujours dans leurs expériences et qui est excessivement difficile à éliminer. Dans les expériences en question le nombre d'ions présents dans le gaz était obtenu en mesurant leur vitesse de chute quand de l'eau avait été condensée sur eux par détente adiabatique. On suppose qu'il n'y a aucune évaporation sensible des gouttes pendant le temps nécessaire pour mesurer cette vitesse de chute. Il n'est pas douteux, cependant, qu'une évaporation se produise et que le diamètre des gouttes diminue constamment. Un simple coup d'œil sur la méthode de calcul employée dans ces expériences montre que l'existence de ce phénomène conduit à une valeur trop grande pour le nombre des ions présents et par conséquent à une valeur de e trop petite. La correction qu'il faut apporter est assurément variable; elle dépend des dimensions du récipient à détente et d'autres facteurs. Si l'erreur due à ce phénomène était de 50 pour 100 dans les expériences de J. J. Thomson et de H. A. Wilson, de 15 pour 100 dans celles de Millikan, la valeur de e corrigée concorde avec la valeur $4,65 \cdot 10^{-10}$ déduite des mesures sur la charge portée par les particules α.

La détermination de e d'après la période de transformation du radium ($e = 4,1 \cdot 10^{-10}$) est aussi, pour d'autres raisons, probablement trop petite. La méthode adoptée par Boltwood est très simple et comprend uniquement la comparaison de deux quantités de radium par la méthode de l'émanation. Supposons que nous prenions une certaine quantité d'un vieux minerai contenant 1 gramme d'uranium, et que nous déterminions par la méthode de l'émanation la quantité de radium présente. Puisque l'uranium est en équilibre avec l'ionium — le père du radium — et avec le radium lui même, la vitesse de production q du radium par désintégration de l'ionium doit être égale à la vitesse de désintégration du radium lui-même. Séparons maintenant du minerai, par voie chimique, l'ionium et déterminons la vitesse q avec laquelle il donne naissance au radium. Nous avons $q = \lambda R$ ou

1. Boltwood. *Amer. Journ. Sc.*, juin 1908.

$\lambda = \frac{q}{R}$. Le rapport $\frac{q}{R}$ peut être déterminé avec une précision considérable par la méthode de l'émanation, et ne fait nullement intervenir la pureté du radium étalon. Comme Boltwood l'a fait voir, la précision de la méthode dépend principalement de la perfection avec laquelle l'ionium a été séparé du minerai. Si tout l'ionium n'a pas été séparé, la valeur de λ est trop faible et la période de transformation trop longue par conséquent. Par exemple, si 10 pour 100 d'ionium sont restés non séparés dans les expériences, la période apparente du radium se trouve portée de 1800 à 2000 ans, et la charge portée par l'atome d'hydrogène, calculée d'après ce chiffre, se trouve voisine de $4,6 \cdot 10^{-10}$.

D'après l'ensemble de ces remarques nous pouvons conclure avec quelque certitude, que la charge portée par les particules α est $2e$ et que la valeur de e ne diffère pas beaucoup de $4,65.10^{-10}$ U.E.S. [1].

Données atomiques.

Nous avons vu que la méthode de numération des particules α et de mesure de leur charge totale a fourni une nouvelle détermination de la charge portée par chaque particule α et de la charge portée par un atome d'hydrogène. Nous pensons commode de réunir ci-dessous les résultats auxquels cela conduit concernant l'atome :

Charge portée par un atome d'hydrogène : $4,65 \cdot 10^{-10}$ U.E.S.

Charge portée par une particule α : $9,3 \cdot 10^{-10}$ U.E.S.

Nombre d'atomes dans 1 gramme d'hydrogène : $6,2.10^{23}$.

Masse d'un atome d'hydrogène : $1,61 \cdot 10^{-24}$ gramme.

Nombre de molécules par centimètre cube d'un gaz à la température et sous la pression normale : $2,72 \cdot 10^{19}$.

Nature des particules α.

On a mesuré la valeur de $\frac{E}{M}$, rapport de la charge d'une particule α à sa masse, en observant les déviations qu'elle subit dans un champ électrique et dans un champ magnétique, et la valeur obtenue a été de $5,07 \cdot 10^{3}$ dans le système d'unités électromagnétiques [1]. La valeur de $\frac{e}{m}$ pour l'atome d'hydrogène libéré dans l'électrolyse de l'eau est $9,65 \cdot 10^{3}$. Ce que nous avons déjà vu est évidemment très favorable à l'hypothèse que $E = 2e$. Par conséquent $M = 3,84\ m$, c'est-à-dire que le poids atomique d'une particule α est 3,84. Le poids atomique de l'hélium est 3,96. Si l'on tient compte des erreurs expérimentales probables dans la détermination de $\frac{E}{M}$ pour une particule α, on peut conclure *qu'une particule α est un atome d'hélium*, ou, pour être plus précis, que *la particule α, après qu'elle a perdu sa charge positive, est un atome d'hélium.*

L'un de nous a déjà discuté, avec quelques détails, certaines conséquences de cette conclusion [1]. Il suffit ici d'attirer l'attention sur les résultats qu'elle permet d'obtenir immédiatement en ce qui concerne le poids atomique des différents produits du radium. Il est évident que chaque modification du rayonnement α, dans le cas du radium, correspond à la suppression, dans chaque atome, d'une particule α. Par conséquent, puisque le poids atomique du radium est 226, celui de l'émanation sera 222 et celui du radium A 218. Nos connaissances sont encore trop limitées pour que nous puissions dire avec certitude si une masse égale ou comparable à celle d'une particule α se trouve chassée de chaque atome lors des modifications du rayonnement β ou des modifications sans rayonnement.

Il est intéressant de noter qu'une détermination récente du poids moléculaire de l'émanation, faite par Perkins [2] en comparant sa vitesse de diffusion à celle de la vapeur de mercure, donne le nombre 255. Les déterminations plus anciennes du poids moléculaire de l'émanation, basées sur la diffusion, donnaient des nombres beaucoup plus faibles, mais il faut attacher plus de poids à la valeur récemment obtenue attendu que le mercure, comme l'émanation, est monoatomique, et que leurs poids atomiques sont du même ordre.

Résultats numériques concernant la radioactivité.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer la grandeur numérique de diverses quantités importantes dans l'étude de la radioactivité.

(1). **Volume de l'émanation.** — Un atome de radium, dans sa destruction, émet une particule α et donne naissance à un atome d'émanation de masse atomique 222. Puisque 1 gramme de radium lance en une seconde $3,4 \cdot 10^{10}$ particules α, il produit par seconde le même nombre d'atomes d'émanation. Mais nous avons montré qu'il y a $2,72 \cdot 10^{19}$ molécules dans un centimètre cube de gaz à température et sous pression normales. Le volume d'émanation pro-

1. [illegible] Proceedings [illegible] 4,6 · 10 [illegible] Mai [illegible] 1906.

1. *Radioactivité*, 2e édition, 479-486; *Transformations radioactives*, Chap. VIII.

2. Perkins, *Amer. Chem. J.*, [illegible] 1908; *Radium*, 5-214 1908.

duit par seconde et par gramme est donc $1,25 \cdot 10^{-9}$ centimètre cube. Le volume maximum est égal à la vitesse de production divisée par la constante radioactive λ, qui est égale $\frac{1}{468\,000}$. Le volume maximum d'émanation produit par un gramme de radium est par conséquent 0,585 *millimètre cube*.

(2). **Vitesse de production de l'hélium.** — Puisqu'une particule α est un atome d'hélium, le nombre d'atomes d'hélium produits en une seconde par un gramme de radium en équilibre est $4,3.4.10^{10}$. Le facteur 4 vient de ce que, dans le radium en équilibre, il y a quatre produits émettant chacun par seconde le même nombre de particules α. Par conséquent le volume d'hélium que produit un gramme de radium est $5,0 \cdot 10^{-9}$ centimètre cube par seconde ou 0,43 millimètre cube par jour ou encore 158 millimètres cubes par an. Une détermination expérimentale précise de la vitesse de production de l'hélium par le radium serait d'un grand intérêt.

(3). **Effet calorifique du radium.** — Si la partie principale de la chaleur dégagée par le radium résulte de l'énergie cinétique des particules α qu'il projette, sa valeur peut être immédiatement calculée. Le problème inverse a déjà été discuté plus haut. D'après les nombres donnés ici même, on voit que la quantité de chaleur émise par le radium doit être légèrement plus grande que 113 calories-grammes par gramme et par heure.

(4). **Vie du radium.** — D'après la discussion faite plus haut pour le problème inverse, cette durée de vie doit être de 1760 ans, en supposant la charge de l'atome d'hydrogène égale à $4,65 \cdot 10^{-10}$.

Pour plus de commodité, les valeurs calculées de quelques-unes des grandeurs radioactives les plus importantes sont données ci-dessous :

Charge d'une particule α : $9,3.10^{-10}$ U. E. S.

Nombre de particules α chassées en une seconde par 1 gramme de radium, $3,4 \cdot 10^{10}$.

Nombre d'atomes de radium détruits par seconde : $3,4 \cdot 10^{10}$.

Volume d'émanation par gramme de radium : 0,585 millimètre cube.

Production annuelle d'hélium par gramme de radium : 158 millimètres cubes.

Dégagement de chaleur par gramme de radium : 113 calories-grammes par heure.

Vie du radium : 1760 ans.

D'après les données expérimentales contenues dans ce mémoire, on peut aisément calculer la valeur numérique d'un certain nombre d'autres grandeurs radioactives.

Faute de place, nous ne rapportons pas ici ces calculs.

(Reçu le 20 août 1908.)

(Traduit de l'anglais par L. Dunoyer.)

MÉMOIRES TRADUITS

Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium par suite de sa radioactivité

Par G. B. PEGRAM et H. WEBB

(Laboratoire de physique. — Université de Columbia.)

Dans une courte note déjà parue[1] les auteurs du présent mémoire ont décrit une expérience destinée à mettre en évidence et à mesurer la vitesse avec laquelle une masse d'oxyde de thorium dégage de la chaleur par suite de sa radioactivité. Le présent mémoire donne les résultats d'expériences plus soignées sur le même sujet.

La méthode d'expérimentation consiste brièvement en ceci : l'oxyde de thorium — (le produit employé n'était pas pur, mais consistait en anciens résidus de Welsbach dont nous sommes redevables à l'obligeance de M. H. Lieber) — l'oxyde de thorium était contenu dans une ampoule de Dewar, sphérique, de cinq litres, suspendue dans un cylindre métallique, placé lui-même dans un bain de glace. On mesurait la différence de température entre l'oxyde de thorium et le

1. *Science*, 27 mai 1904. — *Le Radium*, 5 1908.

bain de glace au moyen de couples thermo-électriques dont une soudure était dans l'oxyde et l'autre au contact de la paroi métallique. On produisait ensuite au sein de l'oxyde un dégagement de chaleur de vitesse connue en faisant passer un courant électrique dans un fil qui y était plongé et on déterminait la différence de température entre l'oxyde et la glace, quand elle avait atteint une valeur constante. Comme les différences de température étaient très petites, on les supposait proportionnelles aux vitesses des dégagements de chaleur; des différences de température mesurées et de la vitesse connue du dégagement de chaleur produit par le courant, on pouvait déduire la vitesse du dégagement de chaleur produit par l'oxyde de thorium.

Dans l'ampoule de Dewar D, fig. 1, se trouvaient 48g,1 d'oxyde de thorium, qui la remplissaient à peu près jusqu'en haut du goulot. Le cylindre de métal, V, à l'intérieur duquel l'ampoule était suspendue au moyen d'une corde, avec un intervalle de 1 centimètre entre elle et la paroi cylindrique, consistait en un tube d'acier de 55 centimètres de long sur 27 centimètres de diamètre muni d'un fond et d'un couvercle en laiton. L'objet de ce cylindre était d'abord de protéger mécaniquement l'ampoule de Dewar; mais, pour assurer la siccité complète dans l'ampoule et pour diminuer en même temps la vitesse du rayonnement calorifique, le cylindre était rendu étanche et on y réduisait la pression à 0mm,4 de mercure. Cette étanchéité ne fut pas obtenue sans quelque peine; il fallut, pour l'obtenir, galvaniser fortement le tube d'acier en dehors et en dedans et employer des fonds en laiton laminé. Dans ces plaques de laiton étaient creusées des cannelures circulaires dans lesquelles pénétraient les bords du cylindre et les joints étaient rendus étanches par un ciment à la gutta-percha et à la résine. L'étanchéité obtenue fut finalement si parfaite qu'un manomètre ordinaire à mercure n'indiqua pas de changement de pression pendant une durée de plusieurs mois.

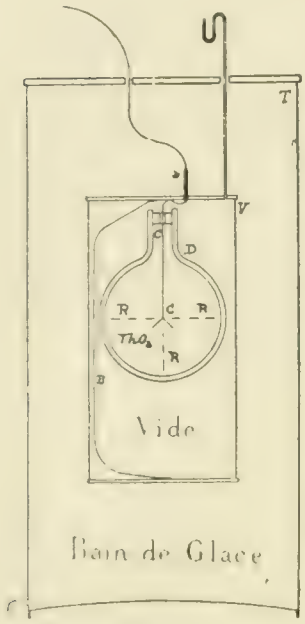


Fig. 1

Le bain de glace était placé dans un réservoir cylindrique en fer, de 100 centimètres de profondeur et 50 centimètres de diamètre, laissant un intervalle de 11 centimètres entre sa paroi et celle du cylindre V; au fond, un petit tube de vidange permettait l'écoulement de l'eau de fusion. En dessous et tout autour du réservoir il y avait encore un matelas de ouate, épais de 12 centimètres au moins. Le réservoir était muni d'un couvercle en bois, recouvert de morceaux de feutre épais. On se servait de glace (artificielle) brisée en fragments de 2 à 20 centimètres cubes. La consommation quotidienne était de 15 kilogrammes environ. Comme on le voit plus loin dans les tables, les couples thermo-électriques manifestaient en général une petite différence de température entre le couvercle et le fond du cylindre métallique V; le fond était plus chaud.

Les couples thermo-électriques étaient formés d'un fil de fer de 0mm,17 de diamètre et d'un fil de constantan de 0mm,11; les jonctions étaient soudées. Le fil était isolé à la soie et les soudures, dénudées, étaient recouvertes d'une mince couche de paraffine. Il y avait trois séries de couples. Les cinq couples, tels que C, de la série principale, que nous appellerons la *série centrale*, avaient une soudure disposée radialement au centre de la masse d'oxyde de façon à être à moins de 2 centimètres de ce centre. Les autres soudures, extérieures à l'ampoule, étaient exactement appliquées sur le couvercle du cylindre métallique, dont elles n'étaient séparées que par une mince feuille de mica pour l'isolement. Pour contrôler le bon fonctionnement de ces couples, on avait intercalé un fil conducteur permettant de mesurer séparément la force électromotrice de deux couples et celle des trois autres. La somme des nombres ainsi obtenus ayant été trouvée en concordance avec la force électromotrice des cinq couples ensemble, on ne fit plus usage de cette méthode de mesure par fractions.

Les couples de la seconde série, R, que nous appellerons la *série radiale*, avaient une soudure à moins de deux centimètres du centre de la masse d'oxyde et l'autre soudure à moins de deux centimètres de la paroi de l'ampoule, les fils allant d'une soudure à l'autre étaient donc disposés radialement, quatre d'entre eux étant dans le plan horizontal passant par le centre et les deux autres sur la verticale du centre; cette série comprenait donc six couples. Ils donnaient approximativement la différence de température entre le centre et la région externe de la masse d'oxyde de thorium. Les couples de cette série servaient aussi à faire passer le courant de chauffage destiné à introduire avec une vitesse connue de la chaleur dans l'ampoule. Comme ce courant était extrêmement petit, l'échauffement ou le refroidissement aux soudures, dus à l'effet Peltier, étaient considérables par rapport à la quantité de chaleur dégagée par effet Joule, et, pour remédier à cet inconvénient, un commutateur

renversait deux fois par minute le sens du courant.

La troisième série d'éléments thermo-électriques, B, servait à contrôler l'uniformité de la température du cylindre métallique. Une série de soudures étaient près du couvercle et l'autre reposait sur le fond.

Les fils de cuivre partant des éléments thermoélectriques sortaient du cylindre métallique à travers un tube soudé dans le couvercle; ils étaient mastiqués dans ce tube avec de la cire et traversaient le bain de glace à l'intérieur d'un tube de caoutchouc à vide. Ils étaient également mastiqués dans le bout extérieur de ce tube pour éviter que l'humidité ne se condensât sur eux à l'extrémité, froide, de ce tube. Ces fils aboutissaient à des blocs de cuivre avec godets à mercure, disposés en tableau de manière à permettre toutes les connexions voulues au potentiomètre, etc., au moyen de petits cavaliers en cuivre placés entre les godets. Le tableau était placé dans une boîte en bois pour éviter les variations brusques de température.

La force électromotrice des éléments thermoélectriques était mesurée par opposition au moyen d'un potentiomètre à fil rectiligne. Ce fil était en cuivre, avait un mètre de longueur et une résistance de 0,087 ohms; il était placé en série avec une résistance de 30,000 ohms et une pile de 1,46 volts de force électromotrice. La chute de potentiel le long de un centimètre de ce fil était alors de $0,042.10^{-6}$ volts. Toutes les parties conductrices du potentiomètre étaient en cuivre. Hors du bain de glace c'était le seul métal employé à part le mercure des godets et certaines parties du galvanomètre. Cet appareil était un galvanomètre à cadre suspendu et à très grande sensibilité, construit par la « Weston Electrical Instrument Company ». Sa résistance était de 31,2 ohms et une division de l'échelle correspondait à une différence de potentiel de $8,2.10^{-9}$ volts entre les bornes. Il était également placé dans une boîte en bois pour uniformiser sa température, les tiges de connexion étant en aluminium.

La masse d'oxyde de thorium n'était pas partout à la même température; la région centrale était plus chaude. Supposons que la distribution des températures soit la même, à un facteur constant près, dans le cas, où l'on emploie un courant de chauffage et dans le cas où l'on ne l'emploie pas; supposons de plus que nous connaissions dans chaque cas l'excès de la température d'un point déterminé de la masse, par exemple d'un point voisin de la surface, sur celle du bain de glace. Le rapport des quantités de chaleur dégagées dans les deux cas est alors égal au rapport des températures de ce point. La série radiale de couples nous donne la différence de température entre le centre de la masse d'oxyde et la région située à deux centimètres de la surface externe. Si l'on retranche les nombres fournis par cette série de couples de ceux qui correspondent à la série centrale, on obtient la différence de température entre la région située à deux centimètres de la surface et le bain de glace. Or, sans courant de chauffage, la différence de température entre le centre et la région externe est environ le quart de la différence de température entre cette région et le bain de glace, tandis qu'avec le courant de chauffage elle en est le tiers. Cette concentration de la chaleur au centre dans le second cas est du reste une conséquence évidente de la disposition en « étoile » des fils de chauffage; mais il est également évident que cette différence dans la distribution des températures ne produit pas une grande erreur sur le résultat, quand on dit que la vitesse du dégagement de chaleur dans la masse est, dans les deux cas, proportionnelle à l'élévation de température de l'oxyde de thorium à deux centimètres de profondeur. Car dans cette région la température est beaucoup plus près qu'au centre de la valeur qu'elle aurait si la distribution était identique à celle qui est réalisée quand on n'emploie pas le courant de chauffage; l'erreur en question est donc certainement moindre que la différence entre un tiers et un quart.

L'échauffement et le refroidissement par effet Peltier des soudures de la série radiale, qui sert aussi au courant de chauffage, se fait très nettement sentir sur la mesure de la force électromotrice de ces couples quand on la détermine aussitôt après avoir coupé le courant; pour éviter la perturbation due à cette variation de température tout à fait locale, il fallait donc attendre quelque temps après la rupture du courant pour procéder à la mesure. Quarante-cinq minutes suffisaient d'ailleurs amplement. Pendant ce temps l'ampoule, dans son ensemble, se refroidissait légèrement. On déterminait la vitesse de refroidissement par une série de mesures portant sur une période de temps considérable; elle fut trouvée correspondre à une diminution de l'excès de température de moitié en trente-cinq heures. Nous avons pu, d'après cela, faire subir aux mesures les corrections convenables pour tenir compte de l'intervalle écoulé entre le moment où le courant de chauffage avait été coupé et celui où les lectures avaient été faites.

Aucune correction n'a été faite pour la petite différence de température entre le couvercle et le fond du cylindre métallique, car on a constaté qu'elle ne produisait aucune modification appréciable sur les résultats. Les couples du cylindre servaient seulement à contrôler la constance de la température du bain de glace. Aucune mesure de température n'était faite sur l'oxyde de thorium quand les couples du cylindre accusaient des différences de température importantes ou une variation rapide.

La table (A) permet de voir aisément l'effet de la concentration de la chaleur au centre quand le courant de chauffage était employé. Les lectures qui corres-

Tableau des résultats

Dates		Intervalle entre la cessation du courant et la mesure	Nombres de centimètres du fil du potentiomètre : 1 cm = 0,042 . 10⁻⁶ volts — Couples centraux	Couples de la série radicale $\frac{5}{6}$	Différence	Corrigée pour l'intervalle d'attente	Couples du cylindre
A. Avec courant de chauffage, puissance dépensée à l'intérieur de l'ampoule : 15,25 . 10⁻³ watts.							
29 mai . .	8h,45 soir	90 min.	134,2	54,0	80,2	82,7	»
—	9h,30 soir	135 —	127,5	47,5	80,5	85,6	12,0
—	10h,30 soir.	195 —	120,0	43,7	76,5	81,5	8,8
—	11h,50 soir.	275 —	115,8	37,5	76,5	83,6	11,1
30 mai . .	9h,45 soir	60 —	136,8	52,7	84,1	85,8	7,5
—	10h,45 soir	120 —	126,6	43,0	83,6	87,1	6,6
31 mai . .	7h,00 soir	75 —	141,2	53,5	87,7	90,0	5,6
—	8h,00 soir	135 —	134,8	47,0	87,8	92,0	4,5
—	9h,00 soir.	195 —	124,8	41,5	83,3	89,0	5,7
1er juin .	7h,50 soir.	80 —	133,5	52,3	81,2	83,4	8,1
—	8h,20 soir.	130 —	126,5	47,5	79,0	82,6	7,2
—	9h,00 soir	170 —	122,7	43,0	79,7	84,4	8,7
2 juin . .	10h,55 soir	150 —	125,2	46,3	78,9	83,0	7,5
3 —	8h,15 soir.	60 —	142,2	57,5	84,7	86,4	7,8
—	9h,20 soir.	125 —	132,7	46,5	86,2	90,0	»
—	10h,10 soir.	175 —	126,0	43,5	82,5	87,6	7,2
4 juin . .	1h,40 soir	40 —	145,8	62,5	83,3	84,4	»
—	2h,30 soir.	90 —	131,4	52,3	79,1	81,4	»
—	3h,50 soir.	150 —	125,4	45,0	78,9	83,0	6,6
—	7h,30 soir	210 —	119,4	40,5	78,9	84,8	
						moyenne : 85,4	
B. Oxyde de thorium sans courant de chauffage.							
10 juin.	10h,00 mat	»	30,0	8,2	21,8	»	5,7
11 —	7h,00 mat	»	31,2	8,5	22,7	»	6,0
13	9h,00 mat.	»	27,6	8,0	19,6	»	5,1
13 —	10h,00 soir.	»	26,1	8,2	17,9	»	1,5
14 —	1h,30 soir.	»	28,9	8,0	20,9	»	3,9
15 —	1h,15 soir.	»	26,4	9,7	16,7	»	4,8
16 —	10h,30 mat.	»	30,6	7,0	13,6	»	2,4
16 —	5h,00 soir.	»	30,0	7,9	22,1	»	4,8
17 —	1h,45 soir.	»	26,7	6,9	19,8	»	6,6
					moyenne 19,5		
C. Avec courant de chauffage, puissance dépensée à l'intérieur de l'ampoule : 7,05 . 10⁻³ watts.							
19 juin . . .	10h,30 soir.	180 min.	66,9	22,8	44,1	46,8	3,9
21 —	10h,30 mat.	60 —	79,8	31,2	48,6	49,6	2,1
21 —	11h,00 soir	240 —	69,5	21,5	47,8	51,9	»
						moyenne : 48,8	
D. Oxyde de thorium sans courant de chauffage							
28 juin	9h,00 mat.	»	26,4	4,8	21,2	»	3,0
	1h,00 soir.	»	28,2	5,5	22,7	»	»
—	8h,00 soir	»	29,4	3,8	25,6	»	0,9
29 juin .	9h,00 mat	»	26,5	5,5	21,0	»	0,9
—	2h,30 soir.	»	27,0	5,5	21,5	»	1,0
1er juillet	9h,00 mat	»	23,1	6,8	16,3	»	3,0
					moyenne : 21,0		
E. Avec courant de chauffage, puissance dépensée à l'intérieur de l'ampoule : 7,05 . 10⁻³ watts.							
2 juillet	1h,45 soir.	45 min	74,1	24,2	49,9	50,7	»
3 —	2h,30 soir.	90 —	71,4	29,2	47,9	49,5	»
4 —	2h,00 soir.	90 —	74,1	25,5	47,6	49,0	
						moyenne 49,7	

pondent aux couples des séries centrale et radiale diminuent d'abord rapidement par suite de la diffusion de la chaleur à partir du centre, puis la différence entre les lectures reste sensiblement constante. Ce n'est pas cette vitesse de décroissance qui est employée pour faire la correction déjà mentionnée, mais la vitesse, beaucoup plus grande, de refroidissement d'ensemble de l'ampoule.

Pour s'affranchir des forces électromotrices perturbatrices pouvant exister dans le circuit extérieur au bain de glace, on prenait toujours la moyenne des lectures faites au potentiomètre en établissant d'abord les connexions d'une certaine manière, puis en les renversant. Il n'y avait quelquefois aucune différence entre les deux lectures, quelquefois, au contraire, la différence ne s'élevait pas à moins de 60 pour 100 de la plus petite. La table ne contient que les moyennes.

La différence effective de température entre l'oxyde de thorium et le bain de glace, calculée d'après la constante thermo-électrique du couple, était, sans courant de chauffage de 3, 4. 10^{-3} C.

La résistance de la série radiale de couples était de 52,8 ohms (y compris les fils conducteurs aboutissant au goulot de l'ampoule); celle de la série centrale était de 87,0 ohms (sans compter les fils conducteurs).

En résumé, les tableaux ci-dessus nous fournissent les moyennes suivantes, exprimées en centimètres du fil du potentiomètre (1 centimètre correspondant à 0,042. 10^{-6} volt) :

Sans courant de chauffage.	19,6.
Avec un courant de chauffage correspondant à 7,05. 10^{5} watts.	49,2.
Avec un courant de chauffage correspondant 15,25. 10^{5} watts	85,4.

c'est-à-dire que les différences entre la température de la couche extérieure de l'oxyde de thorium et celle du bain de glace sont :

(*a*) Par suite de la radioactivité de l'oxyde ThO^2	19,5.
(*b*) Par suite du travail effectué par 7,05. 10^{5} watts	49,2 — 19,6 = 29,6.
(*c*) Par suite du travail effectué par 15,25. 10^{5} watts	85,4 — 19,6 = 65,8.

Le rapport de (*a*) à (*b*) fournit pour la vitesse du dégagement de chaleur produit par l'oxyde, le nombre 4,66. 10^{-5} watts; le rapport de (*a*) à (*c*) conduit à 4,54. 10^{-5} watts : la moyenne des deux résultats étant 4,55. 10^{-5} watts. Tandis que le rapport des watts utilisés est de 15,25 7,05 = 2,17, celui des différences de température qui leur correspondent est 65,8 : 29,6 = 2,22, ce qui représente une très bonne concordance. Par gramme de l'oxyde de thorium employé, la vitesse du dégagement de chaleur est de 4,55. 10^{-5} : 4100 = = 1,11. 10^{-8} watts, un peu plus d'un centième d'erg par seconde et par gramme. Exprimée au moyen des unités souvent employées par Rutherford, cette vitesse est de 9,60. 10^{-3} calorie-grammes par heure et par gramme. Le bromure de radium en état d'équilibre fournit 65 calories par heure et par gramme. Ainsi donc, d'après l'énergie totale qu'il développe par seconde, le bromure de radium en état d'équilibre est 6,8. 10^{6}, soit à peu près 7 millions de fois aussi actif que l'oxyde de thorium étudié par nous.

Toutefois, cet oxyde de thorium n'était pas en équilibre radioactif et son activité était bien inférieure à celle qui correspondrait à cet état. Le Dr Otto Hahn, de l'Université de Berlin, a eu l'obligeance de comparer, par des expériences d'ionisation, l'activité de notre oxyde de thorium avec celle de spécimens dont il connaît l'histoire, et en particulier le temps écoulé depuis leur préparation; il est arrivé à cette conclusion que notre oxyde, bien qu'il contînt, à l'analyse chimique, 90 pour 100 de ThO^2, n'a qu'une activité égale à 46 pour 100 de celle de l'oxyde pur dans son état d'équilibre ou minéral; c'est à quoi il fallait s'attendre si, comme il est probable, le thorium était séparé du minerai depuis huit ou dix ans, et s'il contenait de 5 à 10 pour 100 d'impuretés. Il est intéressant de calculer, d'après nos résultats, quelle doit être la vitesse du dégagement de chaleur dans une masse d'oxyde de thorium où sont présents tous les produits de désagrégation dans les proportions qui correspondent à l'état d'équilibre. Si l'on adopte l'hypothèse, très plausible, d'après laquelle le dégagement de chaleur provient presque entièrement de l'énergie cinétique des particules α, on ne peut pas considérer, en général, les effets d'échauffement et d'ionisation comme proportionnels quand on compare des mélanges de substances actives émettant des particules α dont les intervalles d'ionisation ne sont pas les mêmes, car le pouvoir ionisant d'une particule α n'est pas proportionnel à son énergie cinétique. Nous pouvons alors discuter le cas présent comme il suit :

Dans l'oxyde de thorium employé par nous, il y avait, à côté du thorium lui-même, du méso-thorium et du radio-thorium en quantités à peu près égales à la moitié de celles qui correspondraient à l'équilibre avec le thorium, ainsi que tous les produits de décomposition du radio-thorium en équilibre avec ce corps, puisque la vitesse de décroissance du radiothorium est très faible par rapport à celle de chacun de ses produits de désagrégation. Le thorium donne des rayons α de faible distance d'ionisation (probablement 3 cm environ dans l'air), le méso-thorium donne des rayons β seulement, que l'on peut négliger par rapport aux rayons α, tandis que le radio-thorium (RaTh) et ses produits de désagrégation donnent 5 séries de rayons α dont quelques-uns ont un grand intervalle d'ionisation. Or si nous comparons les actions ionisantes totales de deux échantillons de matière, contenant

l'un et l'autre, mais en quantités différentes. Ra Th et ses produits de désagrégation en équilibre avec lui, la comparaison nous fournira simplement les quantités relatives de la même substance radioactive contenue dans les deux échantillons: le rapport des vitesses de dégagement de chaleur dans les deux substances sera donc égal au rapport des actions ionisantes. Ce que nous nous proposons actuellement, c'est de comparer l'ionisation due au thorium contenu dans notre substance et à ses produits de décomposition en quantité égale à la moitié de la quantité correspondant à l'équilibre, avec l'ionisation due au thorium et à ses produits de décomposition en quantité égale à celle qui correspond à l'équilibre. Mais puisque les rayons α du thorium ont une faible distance d'ionisation, et par conséquent ne fournissent, dans l'un et l'autre cas, qu'une faible partie de l'ionisation ou du dégagement de chaleur par rapport à ce que fournissent les cinq séries de rayons α plus pénétrants du Ra Th et de ses produits de désagrégation, il est évident que les vitesses des dégagements de chaleur doivent être très sensiblement dans le rapport des effets d'ionisation, même si l'ionisation due aux particules α de différentes distances d'ionisation n'est pas exactement proportionnelle à leur énergie. [Une discussion plus précise pourra être faite sur ce point quand l'intervalle d'ionisation des rayons α du thorium sera déterminé]. Nous pouvons donc dire que la vitesse du développement d'énergie au sein de la matière employée par nous est les 46 centièmes de celle avec laquelle l'oxyde de thorium pur, en équilibre avec tous ses produits de désintégration, dégage de l'énergie; cette vitesse est ainsi, finalement, de $0,96.10^{-5}$; $0,46 - 2,1.10^{-5}$ calories par heure et par gramme. Le bromure de radium, dans son état d'équilibre (comprenant jusqu'au radium C), libère de la chaleur 3,2 millions de fois plus vite.

7 mars 1908. [Traduit par L. Dunoyer]

Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz

Par M. J. J. THOMSON

[Laboratoire de physique. — Université de Cambridge]

Quand on provoque la décharge dans un tube muni d'une cathode de Wehnelt sur laquelle la chaux est concentrée en une petite tache, le faisceau bleu de rayons cathodiques, nettement défini, qui part de la chaux, semble entouré d'un brouillard bleuâtre qui peut, dans des conditions favorables remplir le tube. Ce brouillard est dû aux rayons cathodiques secondaires qui sont produits par le choc des projectiles cathodiques primaires sur les molécules du gaz contenu dans le tube à vide. On peut le montrer en plaçant une électrode supplémentaire dans le tube; quand elle n'est pas chargée le brouillard la recouvre purement et simplement, mais si elle est chargée de manière que la force électrique dans son voisinage tende à éloigner d'elle une particule négative, on constate que si la force électrique dépasse une valeur très modérée, le brouillard est repoussé par l'électrode; il se forme un espace obscur très bien défini autour du métal, l'épaisseur de cet espace augmentant avec la charge de l'électrode. Si d'ailleurs l'électrode est chargée de manière que la force électrique dans son voisinage attire une particule chargée négativement, il ne se produit aucun espace obscur autour du métal; le brouillard est en contact avec lui et aucune diminution de luminosité n'est perceptible.

Il est évident que si nous mesurons le champ électrique dans le voisinage de l'électrode auxiliaire quand elle est entourée par l'espace obscur, nous pourrons calculer la différence de potentiel nécessaire pour arrêter les particules négatives qui produisent le brouillard et par suite déterminer la vitesse avec laquelle elles sont projetées au moment où les rayons cathodiques primaires démolissent les molécules du gaz. La figure 1 fait comprendre le dispositif employé dans ce but. Un faisceau de rayons cathodiques partant de la cathode A recouverte de chaux, passait à travers une ouverture puis tout près du couvercle de la boîte C. Dans ce couvercle était pratiquée une fenêtre, fermée par de la toile métallique, et au milieu de la boîte étaient disposés deux morceaux de toile métallique, D et E, dans le même plan, isolés

l'un de l'autre et isolés de la boîte. Des électrodes, soudées à la boîte et aux deux morceaux de toile métallique, aboutissaient à l'extérieur du tube. Une

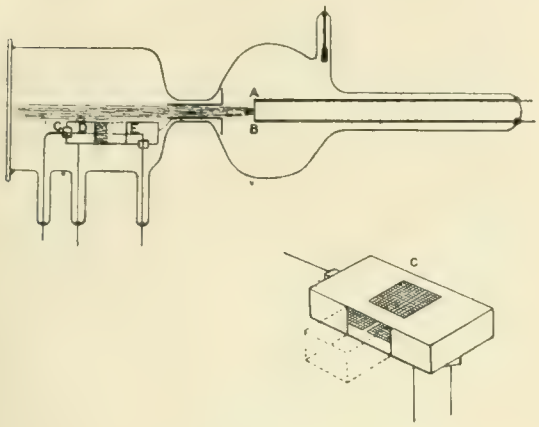


Fig. 1.

fenêtre, entourée d'un morceau de tube, dans le côté de la boîte, permettait d'observer de l'extérieur la luminosité. La distance entre le couvercle et le fond de la boîte était de 7 mm. Quand les rayons cathodiques passaient sur la toile métallique du couvercle, le brouillard bleuâtre se répandait dans la boîte, la remplissant d'une luminosité uniforme. Lorsque les parois de la boîte étaient reliées au pôle positif d'une batterie et la toile métallique intérieure au pôle négatif, les particules négatives qui avaient passé à travers la toile métallique du couvercle étaient soumises à une force qui tendait à les arrêter et lorsque la différence de potentiel entre la toile métallique et le couvercle était suffisante, la luminosité, au lieu de remplir toute la boîte, s'arrêtait brusquement sans atteindre la toile métallique et était limitée à une couche sous le couvercle de la boîte, l'épaisseur de cette couche diminuant quand la différence de potentiel entre la toile métallique et la boîte augmentait. Si les particules perdent leur pouvoir de produire la luminosité longtemps avant d'être arrêtées, de sorte que certaines d'entre elles traversent l'espace obscur de la partie supérieure de la boîte, le champ électrique de la région située au-dessous de la toile métallique doit augmenter leur énergie, leur rendant celle qu'elles ont perdue dans la partie supérieure, et la luminosité doit apparaître de nouveau sur la surface inférieure de la boîte.

Une différence de potentiel relativement faible, c'est-à-dire de 4 à 5 volts, suffisait pour produire sur la luminosité une diminution d'éclat marquée, juste au-dessus de la toile métallique, sans toutefois la détruire complètement; l'aspect du phénomène montrait que les particules émises sous l'action des rayons primaires ne devaient pas traverser toutes le couvercle de la boîte avec la même vitesse : les mesures faites avaient alors pour objet de déterminer la vitesse maxima avec laquelle les rayons cathodiques secondaires sont émis, ou plutôt la vitesse maxima possédée par un nombre de particules suffisamment grand pour produire un effet appréciable sur la luminosité. La méthode employée était la suivante : entre la moitié D de la toile métallique et les parois de la boîte, on établissait une grande différence de potentiel, assez grande pour arrêter toutes les particules cathodiques secondaires avant qu'elles atteignissent la toile métallique ; pour fixer cette différence de potentiel, on faisait croître le potentiel de la toile métallique jusqu'à ce qu'une nouvelle augmentation ne fît plus diminuer la luminosité au-dessous de la toile métallique; il subsistait d'ailleurs toujours dans cette région une luminosité juste perceptible, venant de ce qu'un peu de lumière accompagnant la décharge dans le tube à vide pénétrait dans la boîte par l'ouverture du couvercle. La toile métallique E était d'abord portée au même potentiel que D, on diminuait ensuite la différence de potentiel entre E et la boîte jusqu'à ce que la luminosité, au-dessous de E, fût plus forte, d'une manière appréciable, que la luminosité au-dessous de D; cela indiquait que quelques particules étaient lancées avec une énergie suffisante pour remonter la différence de potentiel entre la boîte et E. Pour faciliter la détermination du moment où la luminosité commençait à augmenter, un commutateur interchangeait rapidement les potentiels de D et de E; l'expérience prouve, en effet, que l'on apprécie la différence de luminosité plus sûrement quand les parties lumineuses et obscures sont rapidement interchangées que lorsqu'elles restent toujours chacune d'un même côté. La méthode présente aussi l'avantage d'éliminer l'effet de toute irrégularité dans la distribution de la lumière au-dessus de la fenêtre pratiquée dans le couvercle de la boîte.

Les résultats des expériences effectuées avec une cathode recouverte de chaux sont donnés dans la table suivante; la première colonne contient la différence de potentiel en volts entre la cathode recouverte de chaux et l'anode du tube à décharge, la seconde la différence de potentiel maxima entre la toile métallique et les parois de la boîte pour laquelle une certaine luminosité peut pénétrer en-dessous de la toile métallique. Le produit de cette différence de potentiel par la charge d'un corpuscule donne l'énergie cinétique maxima possédée par les corpuscules qui constituent les rayons cathodiques secondaires au moment où ils sont projetés hors des molécules du gaz par le choc des rayons primaires émis par la cathode recouverte de chaux, — ou plus exactement l'énergie cinétique maxima des rayons secondaires qui sont émis en nombre suffisant pour produire, en traversant le gaz, une luminosité appréciable.

Différence de potentiel en volts, sous laquelle se fait la décharge dans le tube	Différence de potentiel nécessaire pour arrêter les rayons secondaires
150	42
110	41
90	40
85	44
70	40
50	44
42	42
35	42
32	39
27	40

Ce tableau nous montre que l'énergie cinétique des rayons secondaires est indépendante de celle des rayons primaires. Pour nous assurer plus complètement encore de ce point, nous avons remplacé la cathode recouverte de chaux par une cathode en aluminium; la décharge était alors produite par une bobine d'induction. La différence de potentiel étant dans ce cas de plusieurs milliers de volts, les expériences ont été tentées sous différentes pressions. Quand la pression était assez basse pour que les parois du tube fussent recouvertes de la phosphorescence verte, le voltage nécessaire pour arrêter les rayons secondaires était de 41 volts; quand elle était assez forte pour que l'espace obscur entourant la cathode eût environ 1 cm, le voltage correspondant était de 43 volts, et quand la pression était plus forte encore, l'espace obscur n'ayant qu'une épaisseur de 4 mm, le voltage correspondant était de 42 volts. Ainsi l'énergie cinétique des rayons secondaires produits par la décharge à haut voltage d'une bobine d'induction est la même que celle des rayons secondaires produits par la décharge à faible voltage d'une cathode de chaux incandescente. Si nous adoptons 40 volts pour la valeur du voltage nécessaire à l'arrêt des rayons secondaires, la vitesse avec laquelle ils sont lancés est de $3,7 \cdot 10^8$ cms. par sec. Füchtbauer (*Phys. Zeits.*, VII, 748, 1906) indique $3,3 \cdot 10^8$ cms. par sec. pour la vitesse initiale des rayons secondaires qui prennent naissance quand des rayons canaux ou des rayons cathodiques rapides tombent sur une plaque métallique. L'examen des résultats donnés plus haut montre que, dans certains cas, la vitesse des rayons secondaires est plus grande que celle des rayons primaires qui leur ont donné naissance. Ainsi, quand la différence de potentiel correspondant aux rayons primaires n'était que de 27 volts, il fallait une différence de potentiel de 40 volts pour arrêter les rayons secondaires.

Ce résultat paraît étayer fortement l'hypothèse d'après laquelle l'énergie dont les rayons secondaires sont le support est conditionnée par les atomes qui les émettent et non par l'énergie des rayons primaires. C'est de plus un fait très remarquable que la vitesse, avec laquelle ces rayons secondaires sont émis, ne semble pas varier beaucoup suivant la nature des atomes qui les émettent; ainsi Füchtbauer (*loc. cit.*) a trouvé que la vitesse des rayons secondaires émis par les métaux est de $3,3 \cdot 10^8$ cms. par sec., tandis que nous avons trouvé que la vitesse de ceux qu'émettent les gaz (l'air, l'hydrogène, et l'acide carbonique ont été essayés et aucune différence appréciable trouvée entre eux) est $3,7 \cdot 10^8$ cms. par sec. : la différence entre ces deux nombres ne peut guère être plus grande que les erreurs expérimentales.

On pourrait expliquer la constance de la vitesse des corpuscules secondaires, en supposant que les rayons primaires, dans leur premier choc avec les molécules du gaz, en détachent, non un corpuscule, mais un système plus complexe, tel par exemple qu'un doublet formé d'un corpuscule et d'une particule positivement chargée, les deux constituants du doublet tournant rapidement l'un autour de l'autre. Si, dans la suite, le doublet vient à se briser, le corpuscule s'échappera avec la vitesse qui correspond au mouvement de rotation à l'intérieur du doublet, et si les molécules de différents gaz engendrent des doublets semblables, la vitesse des rayons secondaires pourra être indépendante de la nature du gaz aussi bien que de la vitesse des rayons primaires.

J'adresse tous mes remerciements à M. G. W. C. Kaye, de Trinity College, pour l'assistance qu'il m'a donnée dans le cours de ce travail.

[Reçu le 10 Août 1908] (Traduit par L. Dunoyer).

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS EXTRAITS ANALYSES INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Influence de la température sur les transformations radioactives. — W. Engler (*Ann. der. Phys.*, 26, 485, 1908). — L'étude des courbes de décroissement de l'activité des substances radioactives (émanation, radioactivité induite), qui ont été portées pendant un temps plus ou moins long à une température élevée, a fait l'objet des recherches de Curie et Danne[1], Rutherford[2], Bron

1. P. Curie et J. Danne, *C. R.* 138, 748, 1904.
2. E. Rutherford, *Radioactivity*.

son[1], Makower[2], Makower et Russ[3]. Tous ces auteurs, sauf Bronson, trouvèrent que la température exerce une influence positive sur les transformations radioactives. Ce qui fait l'originalité du travail de M. Engler, c'est qu'il mesure l'activité *pendant la période de chauffe*.

I. *Dispositif expérimental* (fig. 1). Les substances étudiées par M. Engler sont enfermées dans des tubes de quartz, pour empêcher leur évaporation pendant l'échauffement. Seuls les rayons pénétrants β et γ arrivent dans la chambre d'ionisation. L'appareil de mesure doit donc être sensible,

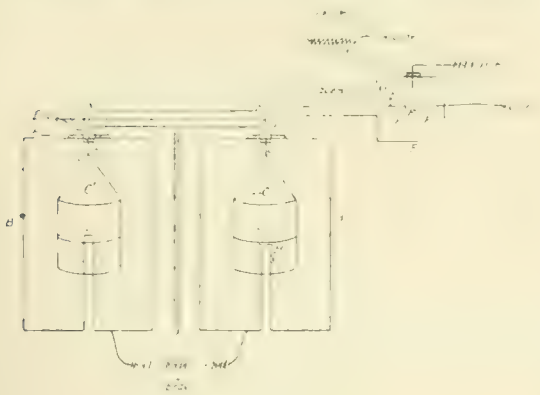


Fig. 1.

et disposé de manière à éliminer l'influence de l'ionisation spontanée. Pour cela, on place deux corps de déperdition identiques C et C′ de faible capacité, formés chacun par 3 cercles d'aluminium de 20 centimètres de diamètre, au centre de deux chambres d'ionisation identiques A et B, constituées par des cylindres de zinc de 38 centimètres de diamètre et 50 centimètres de haut, dans lesquels pénètrent par le bas des tubes étroits, dont l'un est fermé par un chapeau de feuille d'aluminium H. Ce dernier tube n'a servi que pour les expériences préliminaires. A et B sont portés à des potentiels de + et — 160 volts; C et C′ sont réunis par un fil de cuivre qui peut être mis en communication avec le sol ou relié au plateau P de l'électroscope de Hankel E, au moyen du contact D.

Dans la paroi de la chambre B se trouve une fenêtre d'aluminium L devant laquelle on peut placer le four électrique contenant les tubes actifs, ce qui permet d'étudier les courbes de décroissement aux hautes températures. Quand l'ionisation spontanée existe seule en A et B l'électromètre reste sensiblement à zéro. Les charges gagnées par C sont égales aux charges perdues par C′. Quand on place les tubes actifs en H ou L, le fil F dévie. On mesure le temps que met son image pour passer du zéro à une division donnée de l'échelle, et l'on prend, comme mesure de l'activité, le potentiel, en volts, que prendrait par minute le corps de déperdition sous l'influence de l'ionisation due à la substance étudiée.

II. *Expériences portant sur la radioactivité induite.* — Des fils de platine qu'on a laissés pendant 2 ou 3 jours à un potentiel de —3000 volts dans une atmosphère contenant de l'émanation, sont mis dans des tubes de quartz que l'on peut chauffer dans le four électrique représenté sur la figure 2. On les place dans le tube Pt formé par une feuille de platine de 0,0025 millimètres d'épaisseur, enroulée deux fois sur elle-même, et parcouru par un courant électrique, qu'amènent les deux lames de laiton M_1, M_2; pour empêcher un affaissement du tube, Pt, on le soutient par six fils de platine tendus entre les tubes de porcelaine T_1, T_2. Le tout est protégé par de l'amiante contre les courants d'air. Le tube de platine est chauffé par le courant d'une manière très

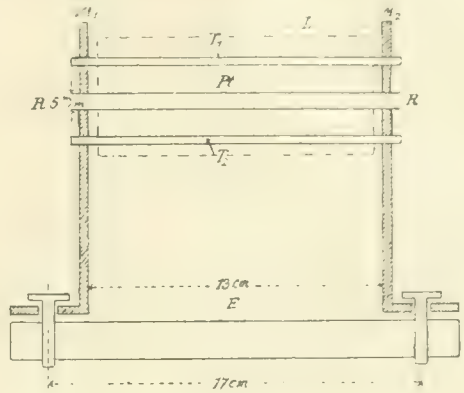


Fig. 2.

uniforme et constante; sa longueur est de 9,5 centimètres, son diamètre de 5 millimètres; il constitue donc un corps noir parfait, dont on peut mesurer la température au moyen du pyromètre optique de Holborn et Kurlbaum. Le four électrique contenant un tube actif est placé devant la fenêtre L de la chambre d'ionisation B (Cf. fig. 2) et l'on

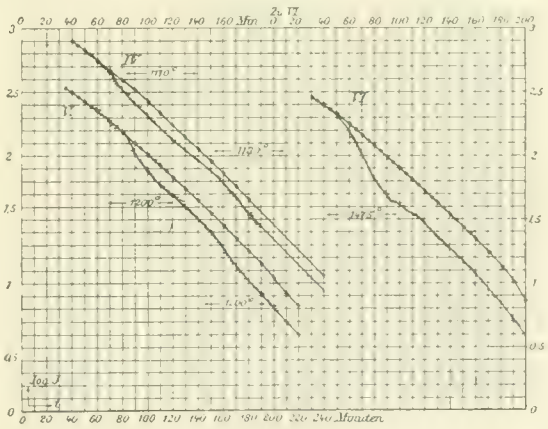


Fig. 3.

mesure les déplacements du fil de l'électromètre. Des expériences préliminaires ont montré qu'en l'absence de toute substance active, l'échauffement du four ne modifie pas l'ionisation dans la chambre B.

Le tableau V et la courbe IV correspondante montrent l'allure des phénomènes pendant une expérience. La courbe régulière est relative au décroissement normal à la température ordinaire. Pendant les 70 premières minutes on observe la diminution de l'activité à la température ordinaire. Au temps, t = 71 on chauffe à 1110°. L'activité se met à décroître très rapidement jusqu'au temps t = 90 ou la différence entre l'activité calculée, normale et l'activité observée atteint 21,5 pour 100. A partir de ce moment cette différence n'augmente plus que lentement. En moyenne, la demi-période de la substance qui est de 34 minutes à la température ordinaire, n'est que de 30 minutes de t = 90′ à t = 110′. A l'instant t = 115′ on interrompt le courant la différence I calc. I obs. diminue d'abord

1 Bronson, Amer. *Journ.* juillet 1905, p. 60.
2 Makower, *Proc. Roy. Soc.*, mars 1906, 241-247.
3 Makower et Russ, *Proc. Roy. Soc.*, mai 1907.

de 25 pour 100 à 16 pour 100. Au temps t = 160 les deux courbes se rapprochent et tendent à devenir parallèles.

Tableau V

Temps	Activité I observée	Activité I calculée	Température en degrés C.	Différence en pour 100	Log I observé	Log I calculé	Log I obs − log I calc
40	79.2	79.1	17	0.13	2 899	2,898	+ 0,001
45	73.2	73.2	17	0.00	2,865	2.865	+ 0,00
50	67,1	67.5	17	0.59	2,8267	2,829	− 0 0025
55	62,04	62,05	17	0,01	2,7917	2,7927	+ 0,00
60	56.25	56,85	17	1.05	2,75	2.755	+ 0,005
70	46.53	46.53	17	0,00	2,6659	2 6659	+ 0,00
80	52.45	59 2	1110	17,5	2,5112	2 5955	— 0,0821
90	25 55	32,25	1110	21,5	2,4045	2,5085	− 0 1040
100	20,44	26 27	1110	22.2	2,3105	2,4195	— 0,1090
110	16.55	21.54	1110	22.6	2,2185	2,3292	— 0,1107
120	15.60	7,27	17	21.5	2.1555	2,2575	— 0,1058
130	10,75	15,70	17	21,5	2,0514	1,1567	— 0,1055
140	9,20	11 17	17	17,6	1,9658	2,048	— 0,0842
150	7,42	8,94	17	17,1	1,8704	1,9515	— 0,0809
160	6,00	7,15	17	16.1	1,7782	1,8543	— 0.0761
170	4,52	5,695	1150	20,6	1,6551	1 7555	— 0,1004
180	3,42	4.53	1150	24,5	1,554	16,561	— 0,1221
240	0,85	1,117	17	25,9	0,920	1,048	— 0,119

Un nouvel échauffement à 1150° reproduit des effets analogues.

Les courbes V et VI sont relatives à des expériences identiques faites l'une à 1200°, où la demi-période moyenne est de 24 minutes au lieu de 31, l'autre à 1475° où la demi-période atteint 18 minutes au lieu de 34,5.

On voit que la courbe VI, après le refroidissement du four (t = 95°), se rapproche de la courbe normale pour lui devenir ensuite parallèle. La différence I calc. — I observé reste sensiblement constante depuis t = 85 jusqu'à la fin de l'expérience, t = 200.

L'influence de la température sur les substances actives est donc très nette. Des expériences de contrôle montrent que les effets observés ne peuvent s'expliquer par une distillation de la substance des parties chaudes aux parties froides du tube, ni par une variation de la transparence du quartz avec la température.

L'interprétation des phénomènes est la suivante : après l'exposition des fils à l'émanation il ne se trouve presque sur ceux-ci, que du Radium B et du radium C. Le Ra. A disparaît rapidement.

La décomposition des Radium B et C est accélérée par une élévation de température ; par suite de la variation de

Tableau VIII

Température	Différence en pour 100 après chauffage pendant 10 min	15 min	20 min	25 min	30 min	35 min	40 min	50 min	60 min
1080	—	—	—	10	—	—	—	—	—
1110	17 5	—	21,5	—	22,2		22,6	—	—
1200	19,2	19,9	26,5	29 4	31 5	31 1	35,2	39,2	42
1475	19,4	29,9	34,6	44,5	48	50	51	—	—

leur constante de temps. L'équilibre correspondant aux hautes températures n'est pas le même qu'à la température ordinaire.

Le fait que l'activité décroît rapidement pendant le début de la période de chauffe montre que le Radium C disparaît plus vite qu'il ne se forme ; l'équilibre est déplacé en faveur du Ra B. Après l'échauffement l'équilibre primitif tend à se rétablir, par suite de l'excès de Ra B, il se forme plus de Ra C qu'il n'en disparaît. La différence I calc. — I obs. doit diminuer jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint. La courbe devient alors parallèle à la courbe normale. Le tableau VIII montre comment varie la vitesse des transformations en fonction de la température.

III. *Expériences portant sur l'émanation du Radium.* On rassemble dans des tubes de quartz l'émanation bien sèche produite par 35 milligrammes de Radium.

Le tableau IX réunit les données de 16 expériences. Les expériences 1-5 se firent avec un premier tube, 4-11 avec un deuxième, 12-16 avec un troisième. Les courbes VII à X correspondent aux mêmes expériences.

Tableau IX

Numéros des expériences	Chauffage en degrés C.	Chauffage Durée en min	Activité en volts par minute Avant le chauffage.	Au début le chauffage.	Augmentation en pour 100.	Après le chauffage	Diminution en pour 100.	Retour à la normale
1	1050	50	182	195,5	7,7	170	6.7	180
2	1200	40	168.7	178.0	5,6	156	7.6	167
3	1160	18	157,0	169,0	7,6	148	7.5	156
4	1049	45	116.7	121.8	4,5	107	8.5	114,7
5	800	25	105,7	109	5	97	8.1	105
6	1020	28	92.3	96.1	4	87	4,5	90
7	1159	70	87,0	92,8	8.7	82,5	5,8	86
8	1245	100	76,0	87.5	16,5	66.1	12	72.0
9	1275	20	69,8	85.1	21.9	67.8	5,1	[1]
10	1290	15	[1]	84.1	20.5	68,0	5,4	70,4
11	1150	250	55	56	9.1	51,2	5.5	52,4
12	675	150	75.0	74.2	1.7	69	5.5	71.8
13	912	120	65	67.2	3.4	61.6	5.4	65.8
14	1266	210	52,0	55.8	7.5	49,5	4,8	51.8
15	1500	75	45.2	47,2	9,5	40.8	5,1	42.1
16	1500	245	40,6	42.2	5,0	39,5	1.5	40.0

1. L'expérience 10 ayant suivi immédiatement l'expérience 9, la dernière colonne de l'expérience 9 et la première colonne de l'expérience 10 relatives à l'activité ne comportent aucun chiffre.

L'allure générale des phénomènes est la suivante : au début de la chauffe se produit une très rapide augmenta-

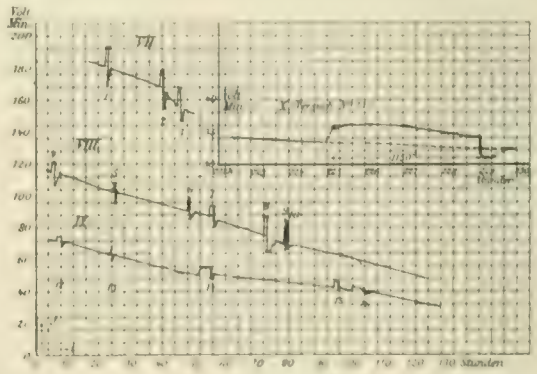


Fig. 4

tion de l'activité qui reste ensuite presque constante. On n'a pas pu trouver de relation entre cette augmentation et la température.

Après une durée de chauffe de 4 heures, l'activité reste supérieure à sa valeur normale (courbe X). Pendant le refroidissement, l'activité décroît rapidement jusqu'à quelques pour 100 au-dessous de sa valeur normale qu'elle atteint après quelques heures. L'interposition de lames métalliques sur le trajet des rayons ne change presque rien aux phénomènes. Il semble pourtant que la proportion de rayons absorbables augmente faiblement avec la température.

Interprétation théorique : on a 4 corps en présence, Emanation, radium A, B et C. Nous avons vu que les Radium B et C se transforment plus rapidement aux hautes températures sans que l'activité cesse de diminuer. Comme l'activité augmente au moment de la chauffe, dans le cas de l'émanation, et d'une façon durable, il faut que la transformation de l'émanation elle-même (et du radium A) soit accélérée par l'échauffement plus que celle du Radium C. Aux hautes températures, l'équilibre se déplace en faveur du radium C, et l'activité est supérieure à sa valeur normale : les quantités d'émanation, de radium A et B présentes dans le tube sont, pour une activité donnée, plus faibles qu'à la température ordinaire. Au début du refroidissement, les transformations se ralentissent. La faible quantité de radium A présente dans le tube ne produit que peu de radium C tandis que celui-ci continue à se transformer. L'activité doit décroître d'abord. Puis l'équilibre relatif à la température ordinaire se rétablit peu à peu, l'activité reprend sa valeur normale.

Un fait étrange est que l'émanation, enfermée dans un tube depuis plusieurs jours et soumise à plusieurs chauffes, ne présente plus au moment du refroidissement le phénomène de diminution de l'activité au-dessous de sa valeur normale. Certains tubes qui venaient d'être remplis se comportaient de même. Il semble que l'émanation est un corps complexe dont l'un des constituants, qui subit fortement l'influence de la température, se détruit lentement avec le temps.

E. Bauer.

Électronique

La self-induction d'après la théorie des électrons. — J.-D. van der Waals Jr. (*Proc. Roy. Ac., Amsterdam*, **10**-850-1908-A). — Pour établir dans un conducteur métallique un courant i, il faut dépenser de l'énergie que M. van der Waals considère comme se décomposant en deux parties : l'une donnant aux électrons une vitesse moyenne de translation v, et l'autre nécessaire à l'établissement du champ magnétique extérieur et correspondant à la définition habituelle du coefficient de self-induction L, laquelle ne tient compte que de ce champ. L'énergie totale sera donc

$$\frac{1}{2}(L + L')i^2$$

en posant

$$\frac{1}{2}L'i^2 = \frac{1}{2}\Sigma mv^2.$$

Si le courant est transporté par une seule espèce d'électrons, en nombre N par cc, on aura, par cc :

$$\frac{1}{2}\Sigma mv^2 = \frac{1}{2}Nmv^2$$

et par suite pour un cercle de rayon R, formé d'un fil de rayon r :

$$L' = \frac{\pi r^2 2\pi R N m v^2}{\pi r^2 N e v^2} = \frac{2R}{r^2}\frac{m}{Ne^2}$$

On peut calculer L' de plusieurs manières : 1° en adoptant pour $\frac{e}{m}$ la valeur $1,865 \cdot 10^{7}$ ec. pour Ne relatif à un cercle de bismuth, par exemple, la valeur de 0,11 (J.-J. Thomson)[1] ou bien pour N la valeur donnée par Drude[2] et pour e la valeur 10^{-20} ; 2° en utilisant la formule

$$\sigma = n\frac{2Ne^2 l}{mu}$$

où σ est la conductibilité du métal, u la vitesse moyenne d'agitation des électrons, l leur chemin moyen, et n un coefficient numérique égal à $\frac{1}{4}$ d'après Drude, à $\sqrt{\frac{2}{5\pi}}$ d'après Lorentz. En se basant sur les expériences de Hagen et Rubens qui montrent que le chemin moyen des électrons est petit par rapport à la longueur d'onde des rayons restants, on peut tirer de là une valeur de $\frac{m}{Ne^2}$.

Pour une circonférence de bismuth ($R = 25^c$, $r = 0^c,05$) pour lequel L' est maximum, ces deux modes de calcul conduisent pour $\frac{L'}{L}$ aux valeurs $\frac{1}{7 \cdot 10^4}$ et $\frac{1}{14 \cdot 10^4}$. Ce rapport est encore plus petit pour les autres métaux et pour une bobine que pour un cercle simple ; il augmente quand le rayon r diminue. L'auteur fait remarquer que si l'on arrivait à mesurer ce rapport, on pourrait en déduire des résultats intéressants sur le mouvement des électrons à l'intérieur des différents métaux.

Enfin ce rapport, d'après l'auteur, doit atteindre des valeurs notables pour un circuit comprenant un tube à rayons cathodiques où les électrons acquièrent une grande énergie cinétique.

L. Dunoyer.

Sur les forces pondéromotrices appliquées aux électrons en repos dans un champ électromagnétique. — A. Einstein et **J. Laub** (*Ann. der Phys.*, **26** 54, 1908). — Les auteurs se plaçant au point de vue de la théorie des électrons, admettent que les forces exercées par un champ électromagnétique sur la matière sont dues uniquement à l'action du champ sur les électrons, les particules positives, et les dipoles magnétiques (qui ne sont qu'une manière simple de représenter les courants moléculaires), tandis qu'à l'extérieur des charges électriques et magnétiques, les équations de Maxwell relatives au vide sont valables. Ils obtiennent ainsi les expressions générales des forces pondéromotrices d'origine électromagnétique. Lorentz avait obtenu des expressions analogues.

La partie la plus intéressante du mémoire est relative aux actions d'un champ magnétique sur un courant électrique circulant dans un milieu magnétique. Einstein et Laub trouvent comme expression de la force, par unité de volume (en notation vectorielle)

$$\frac{1}{c}[s\,\mathrm{H}]$$

au lieu de $\frac{1}{c}[s\,\mathrm{B}]$ qu'on admettait en général comme expression de la loi de Laplace, s étant le courant électrique H et B le champ et l'induction magnétique. Les auteurs démontrent que l'expression qu'ils ont trouvée satisfait seule au principe de l'égalité de l'action et de la réaction.

E. Bauer.

Sur les équations fondamentales de l'électromagnétisme des corps en mouvement. — A. Einstein et **J. Laub** (*Ann. der Phys.*, **26** 532, 1908).

1. J. J. Thomson, *Rapp. Congrès Phys.*, 1900.
2. Drude, *Ann. d. Phys.*, **3** 588, 1900.

M. Minkowski a publié récemment[1] sur un mémoire important les équations générales de l'électromagnétisme des corps en mouvement. MM. Einstein et Laub montrent qu'on peut retrouver simplement les équations de Minkowski par application du principe de relativité. Si on considère deux systèmes de coordonnées K et K′, en mouvement relatif uniforme l'un par rapport à l'autre, et un système matériel en repos relativement à K′, les équations de Maxwell-Hertz sont valables pour ce système matériel par rapport aux coordonnées K′. Pour avoir les équations relatives aux coordonnées K, il suffit d'introduire les transformations qui expriment le principe de relativité

$$\begin{cases} x' = \beta(x - vt) \\ y' = y \\ z = z \\ t' = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \end{cases} \qquad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

v est la vitesse relative de K′ par rapport à K, elle est dirigée suivant ox, c est la vitesse de la lumière.

On obtient après la transformation les équations de même forme que celles de Maxwell-Hertz, mais où les grandeurs champ et induction magnétique, champ déplacement, courant et densité électriques ne sont pas égales aux grandeurs correspondantes relatives au système K′, mais leur sont liées par des équations de transformation qui sont une généralisation de celles qu'Einstein avait déjà obtenues dans le cas du vide[2].

Si l'on admet que dans le cas du repos on a

$$D' = \varepsilon E' \qquad B' = \mu H' \qquad s' = \sigma E'$$

D′E′s′ sont le déplacement, le champ et le courant électriques, B′H′ l'induction et le champ magnétiques, μ la perméabilité, ε le pouvoir inducteur, σ la conductibilité, on obtient pour les corps animés d'une vitesse v uniforme dirigée suivant l'axe des x, les équations :

$$\begin{cases} D_x = \Sigma E_x \\ D_y - \frac{v}{c}H_z = \varepsilon\left(E_y - \frac{v}{c}B_z\right) \\ D_z + \frac{v}{c}H_y = \Sigma\left(E_z + \frac{v}{c}B_y\right) \end{cases} \qquad \begin{cases} B_x = \mu H_x \\ B_y + \frac{v}{c}E_z = \mu\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right) \\ B_z - \frac{v}{c}E_y = \mu\left(H_z - \frac{v}{c}D_y\right) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \beta\left(s_x - \frac{v}{c}\rho\right) = \sigma E_x \\ s_y = \sigma\beta\left(E_y - \frac{v}{c}B_z\right) \\ s_z = \sigma\beta\left(E_z + \frac{v}{c}B_y\right) \end{cases}$$

Ces équations n'ont pas la même forme que celles de Lorentz.

On peut les appliquer à l'expérience de Wilson : entre les deux plateaux d'un condensateur, on déplace avec une vitesse uniforme dans la direction OX une lame diélectrique, isotrope et homogène ; on fait agir sur la lame un champ magnétique H uniforme dirigé suivant l'axe Y. On mesure la charge des plateaux qui varie avec la valeur de la vitesse et du champ magnétique. La théorie de Lorentz donne pour le déplacement électrique perpendiculaire au champ et à la vitesse

$$D = \varepsilon E_z + \frac{v}{c}(\varepsilon - 1)H_y.$$

La théorie d'Einstein :

$$D_z = \varepsilon E_z + \frac{v}{c}(\varepsilon - 1)H_y$$

1. *Göttinger Nachrichten* 1905.
2. Einstein, *Ann. der Phys.* 17, 902, 1905.

Ces équations sont toutes deux en accord avec les expériences de Wilson qui employait un diélectrique non magnétique, mais elles différeraient de quantités du premier ordre dans le cas d'un diélectrique de perméabilité notable. On pourrait ainsi décider entre les deux théories.

E. Bauer.

Mesures de polarisation rotatoire magnétique dans l'ultraviolet. — St. Landau (*Phys. Zeitsch.*, juillet 1908, 13, 411-415). — On sait l'intérêt qui s'attache aux mesures de polarisation rotatoire magnétique dans le voisinage des raies d'absorption. C'est dans cette région seulement que les deux groupes de théories classiques (théorie des courants moléculaires et théorie de l'effet Hall) sont en désaccord : la première prévoit de part et d'autre de la raie d'absorption des rotations de même sens, l'autre des rotations de sens contraire. M. Landau a pensé qu'en étendant très loin dans l'ultraviolet le domaine spectral étudié, il serait peut-être possible de décider entre les deux groupes de théories par des mesures faites dans la région de transparence. Bien que cette espérance ait été déçue, la méthode photographique très précise dont il s'est servi, et dont l'idée première appartient à Voigt, lui a fourni des résultats intéressants qu'il expose sommairement.

Le pouvoir rotatoire dans l'ultraviolet a été étudié par Van Schaik sur l'eau et le flint par la méthode de l'oculaire fluorescent, mais la précision obtenue ne dépasse pas 20′. Soret a étudié le quartz par la même méthode, mais la précision qu'il obtint (1°), suffisante pour le quartz, est très insuffisante pour les substances moins actives. Joubin a employé la méthode photographique, mais sa précision dans l'ultraviolet n'atteignait pas 3°. Il importait donc de créer une méthode photographique sensible. On s'est servi du principe suivant. Un appareil à pénombre est placé en avant du spectroscope et l'on observe dans celui-ci deux spectres superposés, plus un spectre de comparaison (fer). Si l'on place sur le trajet des rayons une substance douée de pouvoir rotatoire, les spectres changent d'intensité en général pour toutes les longueurs d'onde, et les intensités cessent d'être égales dans les différentes régions en regard. Pour une position fixe de l'analyseur (rotation déterminée), il y a pourtant des raies d'intensité égale dont la longueur d'onde se déduit du spectre de comparaison. On a ainsi pour toute rotation donnée à l'avance les longueurs d'onde qui, au passage de la substance, ont précisément subi cette rotation.

Pour avoir des sources d'ultraviolet assez intenses, on a été obligé d'avoir recours à des spectres discontinus. Il a fallu alors déterminer par tâtonnements la position de l'analyseur donnant pour chaque raie des impressions photographiques égales. Ce procédé est laborieux, mais donne des résultats d'une précision bien supérieure à celle des anciennes méthodes. L'appareil à pénombre est un nicol coupé du type Jellet-Cornu. Le temps d'exposition varie de 10 secondes à 6 minutes. Les champs magnétiques utilisés sont de l'ordre de 7800 unités. Ils sont mesurés au moyen d'une spirale de bismuth.

Le premier corps étudié a été le verre Uviol de la maison Zeiss. Sous 2^{mm} d'épaisseur, le verre est transparent jusqu'à 275 $\mu\mu$. Le pouvoir rotatoire passe de 4°,050 à 8°,781 de la raie 456 à la raie 515 du mercure. En l'absence de données précises sur la dispersion de ce verre, aucune déduction théorique n'a été possible.

La dispersion de la fluorine a été étudiée par Paschen et représentée par une formule du type

$$n^2 = k^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Dans l'ultraviolet, cette formule se réduit à

$$n' - 2,057 = \frac{0,00612}{\lambda^2 - 0,00888}$$

et on en tire immédiatement la valeur numérique du produit $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$. Le pouvoir rotatoire magnétique de la fluorine s'est trouvé très exactement proportionnel à ce produit, c'est-à-dire que *la formule de Becquerel est très bien vérifiée dans le cas du spath fluor*. On sait d'ailleurs que cette vérification exige, d'après la théorie, la constance du rapport $\frac{e}{m}$ pour les électrons.

L'eau a été étudiée au point de vue de la dispersion par Martens. En comparant la formule de cet auteur aux mesures de pouvoir rotatoire, on constate que la loi de Becquerel *n'est pas vérifiée*. Les écarts sont systématiques et atteignent 54 unités du quatrième ordre sur la constante de Verdet exprimée en minutes. Cherchant alors à exprimer la dispersion magnétique de l'eau par une formule générale à trois constantes (les autres sont empruntées à la formule de dispersion de Martens), M. Landau arrive à une formule qui est en très bon accord non seulement avec ses propres mesures, mais avec les mesures de Tiertsoma dans le spectre visible. Il faut ajouter qu'on obtient un accord tout aussi bon, soit qu'on emploie une formule de la théorie des courants moléculaires, soit qu'on emploie une formule de la théorie de l'effet Hall.

L'alcool donne des résultats semblables à ceux de l'eau : désaccord avec la formule de Becquerel, accord très satisfaisant avec l'une et l'autre des formules de la théorie électronique.

Pour le sel gemme, Landau a en partie utilisé, en partie refait avec plus de précision les mesures de Joubin. Employant une formule de dispersion à quatre termes, il trouve la formule de Becquerel très bien vérifiée *dans l'ultraviolet* (pas dans le spectre visible). La formule générale de la théorie électronique est très bien vérifiée partout. Dans les deux cas où la formule de Becquerel est vérifiée (fluorine et sel gemme dans l'ultraviolet), il est possible de déduire des mesures la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ commun à tous les électrons. On trouve $1,21.10^7$ (fluorine) et $1,65.10^7$ (sel gemme). La variation du rapport $\frac{e}{m}$ ne semble pas tenir, comme le dit Drude, à l'influence des électrons infra-rouges, car pour l'alcool et le sel gemme elle a lieu en sens inverse de celui qui est prévu par Drude lorsqu'on marche vers l'ultraviolet.

Certaines constantes calculées dans les formules se présentent comme négatives, indiquant la possibilité du rôle des *électrons positifs*. Léon Bloch.

A propos des dissymétries du triplet de Zeeman. — **W. Voigt** (*Phys. Zeitsch.*, 1er juin 1908, **11**, 553-A). — Différents expérimentateurs, particulièrement M. Jack, ont observé récemment une dissymétrie dans le triplet normal de Zeeman. Le spectre du titane en particulier présente des dissymétries très notables, les deux raies latérales étant très inégalement distantes de la raie au repos, et le sens même de cette inégalité est variable d'un cas à l'autre, certaines raies donnent la composante la plus déviée du côté rouge, d'autres du côté du violet.

Ces résultats de Jack, publiés par Zeeman, semblent à M. Voigt pouvoir s'expliquer très bien dans la théorie qu'il a formulée à diverses reprises et qui a été analysée ici même[1]. Cette théorie repose sur l'hypothèse de liaisons mutuelles des électrons dans le champ magnétique. Elle conduit à prévoir, par exemple dans les cristaux, des dissymétries notables de l'effet Zeeman, bien supérieures aux très petites inégalités que prévoit, dans certains cas exceptionnels la théorie élémentaire de l'électron *sans liaisons*.

Elle conduit en effet à cette conclusion qu'il doit se produire aussi bien un déplacement de la raie médiane (raie au repos) qu'un déplacement d'ensemble du doublet latéral. Ces déplacements peuvent se produire aussi bien dans un sens que dans l'autre. Si donc on arrive à établir avec certitude l'existence de déplacement de la raie médiane, ce sera un argument très fort en faveur de la théorie de l'électron *à liaisons*.

Il semble bien que ces déplacements existent, d'après les observations de Jack et de Zeeman, et surtout les mesures soignées de Gmelin. La proportionnalité de ces déplacements au carré du champ, qui a été constatée par ce dernier auteur, est aussi en parfait accord avec la théorie dont il s'agit. Celle-ci va faire l'objet d'un ouvrage qui est sur le point de paraître : magnéto-optique et électro-optique de Voigt. Léon Bloch.

Nouvelles observations sur les triplets asymétriques. — **P. Zeeman**, (*Proc. Roy. Ac., Amsterdam*, **10**, 566, 1908). — *Étude de la dissymétrie au moyen des franges de Fabry et Pérot.* Quand une ligne spectrale fournit un triplet dans le champ magnétique, Voigt[1] a indiqué que la composante du triplet du côté du rouge doit être plus rapprochée de la ligne centrale que la composante du côté du violet. M. Zeeman avait déjà vérifié ce résultat[2]. Afin de le confirmer sans doute possible il a utilisé pour l'étude des raies jaunes 5770 et 5791 du mercure un appareil interférentiel de Fabry et Pérot[3] en employant la méthode des coïncidences. Une même radiation de longueur d'onde λ_0, fournit, dans le champ magnétique, une radiation de longueur d'onde $\lambda_r > \lambda_0$ et une radiation $\lambda_v < \lambda_0$. Un anneau d'interférence formé par la radiation λ_0 fournit donc deux anneaux l'un, relatif à λ_r, de rayon plus petit et l'autre, relatif à λ_v, de rayon plus grand. Si l'on choisit l'intensité du champ magnétique de manière que l'anneau λ_r provenant de l'anneau initial relatif à λ_0 et de rayon x_0 coïncide avec l'anneau λ_v, provenant de l'anneau initial relatif à λ_0 et de rayon x'_0 immédiatement inférieur, on a, en désignant par x_c le rayon de l'anneau de coïncidence

$$\lambda_r = \lambda_0\left(1 + \frac{x_0^2}{8} - \frac{x_c^2}{8}\right)$$

$$\lambda_v = \lambda_0\left(1 - \frac{x'^2_0}{8} - \frac{x_c^2}{8}\right).$$

Sans qu'il soit nécessaire de connaître l'ordre d'interférence de l'anneau observé, la mesure de x_0, x'_0 et x_c permet donc de connaître λ_r et λ_v.

Les anneaux étaient formés au moyen d'une plaque de verre à faces semi-argentées épaisse de 5 millimètres, dans le plan focal d'une lentille de 18 millimètres d'ouverture et 12 centimètres de foyer. Dans ce plan focal se trouvait la fente d'un petit spectroscope à prisme permettant d'observer séparément les anneaux formés par la raie 5770 et ceux de la raie 5791. La figure 1 montre l'aspect du champ oculaire : 1° quand le champ magnétique est nul ; 2° lors de la première coïncidence ; et 3° lors de la deuxième coïncidence.

1. Voir *Le Radium*, 1907.

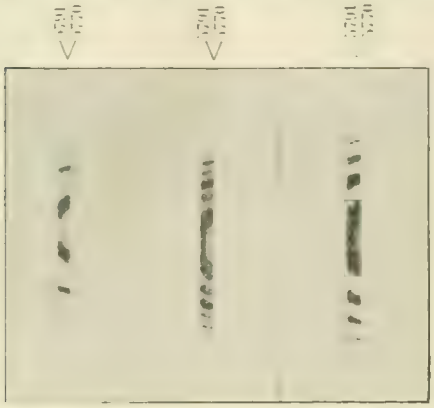
1. Voigt, *Ann. de Phys.*, 4, 570, 1900 ; *Phys. Zeitsch.*, 9-422-1908.

2. Zeeman, *Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, 50, 1907, *Radium*, 1908.

3. Zeeman, *Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, 28, 1907, *Radium*, 1908.

La raie 5770 forme un triplet symétrique.

La raie 5791 forme un triplet dissymétrique. Dans un champ de 10 000 gauss environ l'écart de la composante



Champ absent. 1re coïncidence. 2e coïncidence.

Fig. 1.

vers le rouge est de 0,160 U A et celui de la composante vers le violet est de 0,177 U A. Cela fait une dissymétrie de 0,017 U A dont la valeur exacte ne peut être inférieure à 0,015.

M. Jack, du laboratoire de Gottingen, a observé également des triplets dissymétriques dans les spectres du tungstène et du molybdène. Il a observé quelques triplets dans lesquels le sens de la dissymétrie était renversée.

Détermination de la charge totale des électrons. — De ses mesures sur la raie 5791 M. Zeeman déduit une évaluation du nombre des particules radiantes par cc dans la vapeur du mercure et de leur masse totale. On a, d'après la théorie de Lorentz[1]

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi V}{H\lambda^2}\sqrt{\frac{\delta\lambda_1}{\delta\lambda_2}}$$

$\delta\lambda_1$ et $\delta\lambda_2$ étant les écarts à la ligne médiane de longueur d'onde λ des deux composantes du triplet, V la vitesse de la lumière et H le champ. D'autre part Gehrcke et von Baeyer[2] ont donné la formule

$$Ne = \frac{H}{2\lambda V}\,\frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1\,\delta\lambda_2}}.$$

Si l'on suppose e connue, ces formules donnent m et N. Le champ H est mesuré par la largeur qu'il donne au triplet de la raie 5770. M. Zeeman déduit de ses mesures le tableau suivant :

Ligne 5791 du mercure

[illegible]	Ne	Résolution moyenne 5770	H
$1{,}92 \times 10^{7}$	$8{,}10 \times 10^{-9}$	0,552 U A	29 220
1,92	6,24	0,440	23 140
1,90	5,97	0,399	21 940
1,87	5,05	0,358	18 020
1,87	4,55	0,270	14 800
2,07	4,58	0,166	9 150

En divisant le nombre de la 2e colonne par ceux de la première on obtient Nm, masse totale de vibrants par cc, soit $4 \cdot 10^{-10}$, $2 \cdot 10^{-10}$.

En adoptant pour e la valeur donnée par J.-J. Thomson soit $e = 1{,}1 \cdot 10^{-20}$ U.E.M. on obtient $N = 8 \cdot 10^{16}$ à $4 \cdot 10^{16}$.

D'après les nombres donnés par Hertz, pour la tension de la vapeur de mercure aux températures de l'ordre de 100° que M. Zeeman suppose être celle de la vapeur de mercure dans le tube à vide (?), ces nombres sont de l'ordre de ceux des atomes dans un centimètre cube de vapeur. Il y aura donc d'après cela un électron radiant par atome de vapeur dans les conditions où l'auteur s'est placé. Ce résultat doit être rapproché des résultats, d'ailleurs différents, obtenus par Hallo et Geest pour la vapeur de sodium et par J. Becquerel pour la tysonite dans l'air liquide.

Observation parallèle aux lignes de force. — En observant parallèlement aux lignes de force les doublets de la raie 5770 et de la raie 5791, M. Zeeman a cru remarquer une ligne médiane très faible occupant pour le premier exactement la place de la raie primitive mais paraissant pour le second légèrement déplacée par rapport à la raie primitive.

Ces lignes faibles ne peuvent être dues qu'à la lumière qui s'est propagée perpendiculairement aux lignes de force et qui s'est réfléchie dans l'épaisseur du tube capillaire.

Le léger déplacement soupçonné pour la ligne médiane faible observée pour λ 5791 pose la question suivante : *la ligne médiane du triplet fourni par cette raie perpendiculairement au champ est-elle déplacée par rapport à la raie primitive ?*

Après quelques essais pour étudier avec plus de précision la position de la raie faible au milieu du doublet, M. Zeeman a employé un échelon de Michelson pour étudier directement la raie médiane du triplet. Il rend compte de son travail dans le mémoire suivant. L. Dunoyer.

Changement de longueur d'onde de la raie moyenne d'un triplet. — P. Zeeman (*Proceedings Roy. Acad., Amsterdam*, **10**-574 1908). — On a vu, dans le mémoire précédent, comment M. Zeeman a été conduit à penser que la raie médiane d'un triplet n'a pas tout à fait la longueur d'onde de la raie initiale. Il confirme cette vue par deux séries de mesures effectuées sur la raie 5791 du mercure au moyen d'un échelon de Michelson. Ce déplacement n'explique pas d'ailleurs la dissymétrie constatée pour ce triplet. Il existe aussi bien pour la raie 5770 que pour la raie 5791.

Une première série de mesures est faite en disposant la fente et les arêtes de l'échelon horizontalement. A la suite de l'échelon on place un spectroscope à arête verticale.

Les diverses séries de raies fournies par l'échelon sont vues ainsi les unes à côté des autres comme dans la figure 2 où les raies a et b sont deux raies d'ordres consécutifs fournis par λ 5770 et a' une raie fournie par λ 5791. Les raies de chaque série ont une longueur égale à la largeur de la fente du spectroscope auxiliaire.

Si μ est l'indice de réfraction de l'échelon pour une longueur d'onde λ, θ l'angle de diffraction, t l'épaisseur de chaque plaque de verre et s la quantité dont chacune déborde de la suivante, on a, d'après Michelson[3] :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{t}{s}\left(\mu - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right) \qquad (1)$$

1. Lorentz. Rapport présenté au Congrès international de Phys. 1900.

2. Gehrcke und Baeyer. *Verh. deut. physik. Gesell.* **7** 409 1906.

3. Michelson. *Journ. de Phys.* (3) 8 505 1899.

et si A est la distance angulaire des raies de 2 ordres consécutifs

$$A = \frac{\lambda^2}{t\left(n - 1 - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)} \qquad (2)$$

Quand on établit le champ, chaque raie se dédouble en ses composantes qui se placent au-dessus et au-dessous des raies primitives. Mais de plus on constate que la distance (a, b) change, ainsi que les distances (aa') et (ba'); la raie a' vient en a''. La variation de (a, b) c'est-à-dire de A permet d'après (2) de connaître la variation subie par la composante médiane du triplet que fournit λ 5770; la variation de (aa') permet de connaître la variation $d\theta$ correspondant à la variation relative $d\lambda$ de la raie médiane du triplet fourni par λ 5791 par rapport à la raie médiane λ 5770; l'équation (1) permet alors de calculer $d\lambda$.

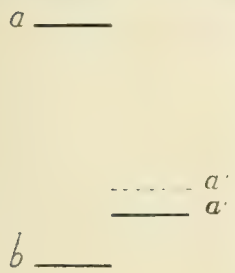


Fig. 1.

La netteté de cette expérience mettant ce déplacement hors de doute, M. Zeeman l'étudie en plaçant le réseau à échelon à la manière ordinaire et mesure, soit pour λ 5770 soit pour λ 5791 la grandeur A.

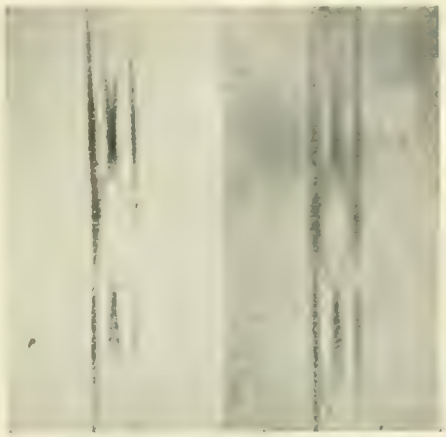
Les deux méthodes lui ont donné des résultats tous de même sens. *La raie médiane des deux triplets fournis par λ 5770 et λ 5791 de la vapeur de mercure a une longueur d'onde plus courte que celle de la raie initiale de 0,005 U.A environ pour un champ de 15 000 G environ.* Le déplacement croît avec l'intensité du champ.

M. Zeeman signale que ce phénomène avait été entrevu par M. Hartmann en 1907[1] dans une étude du spectre fourni par l'étincelle de self-induction entre électrodes de cuivre, d'or, de fer et de chrome. Louis Dunoyer.

Changement de longueur d'onde de la raie moyenne des triplets. — Zeeman (*Proc. Roy. Ac.*, Amsterdam, **10**-862-1908-A). — Ce mémoire est la suite du mémoire publié par M. Zeeman sur le même sujet[2]; il en modifie l'une des conclusions : la raie moyenne du triplet 5770 du mercure ne subit peut-être aucun déplacement dans le champ magnétique. Quant à la raie moyenne du triplet 5791, elle est déplacée par rapport à la raie primitive vers l'extrémité *rouge* du spectre; c'est par une erreur d'interprétation des clichés fournis par le réseau à échelon croisé avec un spectroscope ordinaire que le résultat inverse a été énoncé.

La méthode employée utilise la non-uniformité du champ dans lequel se trouve le tube à vapeur de mercure[3]; pour que les points des images spectrales correspondant à des régions où l'intensité du champ est très différente soient voisins, on projette l'image, 11 fois réduite, sur la fente d'un spectroscope qui permet de ne recevoir dans le réseau à échelon disposé à la suite et avec son arête parallèle à celle du spectroscope, que les deux raies jaunes du mercure.

Tout déplacement de la ligne moyenne d'un triplet doit se traduire par une incurvation de cette ligne. La figure 1 est la reproduction d'un cliché montrant l'effet du champ sur 5770 et 5791; chaque image se compose de deux lignes moyennes d'ordres consécutifs auxquelles s'adjoignent, pour la ligne de gauche la composante du triplet vers le violet, pour la ligne de droite la composante vers le rouge; ces composantes sont naturellement fortement incurvées. En ce



Symétrique droite — Fig. 1. — Asymétrique courbe

qui concerne les lignes moyennes, on voit immédiatement que celles du triplet 5770 paraissent droites et celles du triplet 5791 nettement courbes.

Le cliché a été pris avec un champ de 34 000 gauss.

Si la dissymétrie que le cliché manifeste dans la résolution de la raie 5791 provient uniquement du déplacement de la ligne moyenne (les composantes latérales occupant les mêmes positions que si la ligne moyenne n'était pas déplacée), la différence des écarts de chacune des composantes photographiées à la ligne moyenne correspondante doit être égale au déplacement de cette ligne moyenne. Ce déplacement peut être directement mesuré en photographiant sur le même cliché la raie 5791 en l'absence du champ et le triplet en présence du champ. M. Zeemann ne publie pas le résultat de ses mesures à ce point de vue, le champ magnétique et la dispersion de l'échelon dont il dispose ne lui permettant pas une certitude assez grande.

Il déclare du reste abandonner la question puisqu'elle a été examinée, dans l'intervalle de ses deux publications, par M. Gmelin[1], qui possède un spectroscope à échelons beaucoup plus puissant. L. Dunoyer.

Sur les spectres de l'oxygène (Effet Doppler des rayons canaux). — J. Stark. (*Sitzber. der K. Preuss. Akademie d. Wissenschaften*, 28-554-1908). — Dans des recherches récentes sur l'effet Doppler des rayons canaux de l'oxygène[2], Paschen avait trouvé un effet notable pour certaines raies d'étincelle, qui ne font partie d'aucune série, et n'en avait pu déceler aucun dans le spectre de séries. K. Siegl[3], au contraire, avait obtenu des résultats en contradiction avec ceux de Paschen.

Stark reprend l'étude de l'effet Doppler des rayons canaux de l'oxygène, au moyen d'un spectrographe à prismes, très lumineux et très stable, construit d'après ses données par la maison Zeiss; il confirme absolument les résultats de Paschen.

Une série de mesures faites avec des chutes de potentiel variables à la cathode lui permet de déterminer la

1. Hartmann, *Dissertat. Inaug. Halle*, 1907.
2. *Proc. Roy. Ac.* Amsterdam, **10** 574-1908. — *Radium*, **5**-1908.
3. Zeeman, *Proc. Roy. Ac.* Amsterdam, avril 1906. — *Radium*, **4**-57-1907.

1. Gmelin, *Radium*, **5** 178-1908.
2. Paschen, *Ann. der Phys.*, 23-264-1907. — *Le Radium*, **4** 294-1907.
3. K. Siegl, *Wien. Ber.* **116** 129-1907.

valeur de $\frac{e}{m}$ relative aux centres d'émission des raies présentant l'effet Doppler. Si l'on admet que toute l'énergie du champ électrique se transforme en énergie cinétique des particules positives, on obtient $\frac{e}{m} = 574$; comme la valeur correspondant à un ion oxygène positif monovalent est 600, on pourrait admettre comme l'avait fait Paschen, que les centres d'émission des raies présentant l'effet Doppler sont des ions oxygène monovalents. M. Stark croit plus correct d'admettre, d'après ses recherches sur l'hydrogène[1], que les particules positives sont retardées par leurs chocs contre les molécules neutres, et que leur énergie cinétique est au plus la moitié de celle qu'on peut calculer au moyen de la chute de potentiel cathodique[2]. On trouve alors que les centres d'émission des raies de l'oxygène qui présentent l'effet Doppler sont des ions positifs polyvalents.

— La photographie du spectre émis par la colonne positive d'une étincelle dans l'oxygène sous pression réduite, donne un certain nombre de raies nettes et intenses qui sont identiques aux raies présentant l'effet Doppler. Ces dernières forment donc un groupe bien défini.

En plus de ces raies d'étincelle, les raies de séries λ4773 (triplet 1re série secondaire), λ4368 (série principale de doublets), λ5947 (série principale de triplets) semblent donner un effet Doppler extrêmement faible, qui n'a pu être soumis à des mesures précises par M. Stark. Ces raies seraient émises par l'ion oxygène monovalent (?).

— M. Stark abandonne donc l'hypothèse d'après laquelle, seules, les spectres de séries présentent l'effet Doppler. Il énonce la loi générale suivante : Les centres d'émission des *spectres de lignes* des éléments chimiques sont leurs atomions positifs (mono ou polyvalents).

— Ce travail contient encore quelques données sur l'effet Doppler de deux raies de l'aluminium (raies de séries).

E. Bauer.

Sur la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux dans l'hydrogène. — J. Stark et W. Steubing (*Sitzber. der K. Preuss. Akad. der Wiss.*, 28 578 1908). — En 1906, M. Stark[2] avait trouvé que dans le spectre des rayons canaux, le rapport de l'intensité d'une raie à celle d'une raie moins réfrangible croît quand la vitesse des rayons canaux augmente. Paschen[3], au contraire, publia en 1907 que la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux de l'hydrogène est indépendante de leur vitesse.

Les mesures de Stark et de Paschen avaient été faites pour des rayons lumineux situés dans le prolongement de la direction de propagation des rayons canaux. Ils avaient déterminé la position du maximum d'intensité des raies déviées sous l'influence de l'effet Doppler. D'après Stark le rapport $\frac{\Delta}{\lambda}$ (Δ étant la déviation du maximum d'intensité de la raie λ), augmente quand λ diminue ; d'après Paschen $\frac{\Delta}{\lambda} = C$ pour la série de l'hydrogène. Les mesures sont très délicates et les résultats sujets à discussion.

Dans le présent travail, Stark mesure au spectrophotomètre la variation de l'intensité des raies émises par les rayons canaux dans une direction perpendiculaire à leur propagation, en fonction de la chute de potentiel cathodique, c'est-à-dire de leur vitesse moyenne. « Si la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux est indépendante de leur vitesse, elle sera indépendante de la chute de potentiel cathodique. Si au contraire, l'expérience montre que le rapport de l'intensité de deux raies d'une même série est une fonction croissante de la chute de potentiel cathodique, nous pouvons en conclure que son augmentation serait encore plus rapide, si nous éliminions de la comparaison les vitesses les plus faibles, c'est-à-dire si nous laissions les rayons canaux se propager dans la direction du rayon lumineux. »

Les rayons canaux de l'hydrogène sont très favorables à cette recherche, car dans leur spectre, l'intensité des raies

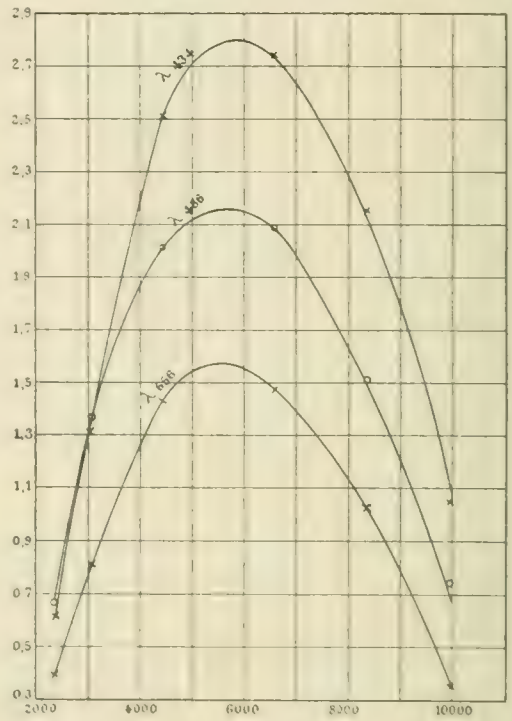


Fig. 1

non déviées (ruhende Intensität) est très faible vis-à-vis de celle des raies déviées (bewegte Intensität). On détermine la chute de potentiel cathodique au moyen d'un micromètre à étincelles monté en parallèle avec le tube à décharges.

Les résultats sont reproduits sur les courbes de la figure 1.

L'intensité des raies émises passe par un maximum.

Ce fait est dû surtout à ce que le nombre des rayons canaux qui arrivent derrière la cathode diminue rapidement quand la chute de potentiel, c'est-à-dire le degré de vide, augmente. Une mesure de la quantité d'électricité transportée par les particules n'a pas été possible. Mais comme il s'agissait « de déterminer le rapport des intensités des trois raies, cette mesure n'était pas nécessaire, car pour les trois raies, avec un même espace obscur, la quantité des rayons canaux était la même ».

La figure 2 montre que le rapport des intensités d'une raie donnée à celle d'une raie moins réfrangible d'une même série augmente rapidement quand croît la chute de potentiel cathodique, c'est-à-dire la vitesse des rayons canaux. L'augmentation est d'autant plus rapide que le rapport des longueurs d'ondes est plus petit. E. Bauer.

1. Stark, *Ann. der Phys.* 21 515 1906.
2. Stark, *Ann. der Phys.* 21 455 1906.
3. Paschen, *Ann. der Phys.* 23 267 1907. — *Le Radium*, 4 297 1907.
4. Cf. Stark et Paschen, *Le Radium*, 6 56 1908.

A propos de la théorie de la dispersion. — **M. Planck** (*Phys. Zeitsch.*, 1er juin 1908, **11**, 554-A). — On connaît l'objection faite par L. Mandelstam à la théorie de la dispersion de Planck. Les termes qui contiennent les dérivées du troisième ordre (et qui déterminent l'amortissement par rayonnement) s'annulent identiquement d'après cet auteur, et si Planck les maintient dans sa formule, c'est parce qu'il néglige arbitrairement certains termes qui sont du même ordre que ceux qu'il conserve.

M. Planck répond que, contrairement à l'hypothèse de Mandelstam, tous les résonateurs qui entourent l'électron vibrant n'ont pas au même instant le même moment électrique. Ce moment dépend non de t seulement, mais de l'argument $t - \frac{x}{q}$, où x est la normale d'onde, et q la vitesse de propagation.

Il est vrai que si l'on conserve seulement les termes de l'ordre le plus élevé, l'absorption par rayonnement disparaît, le milieu se comportant nécessairement comme homogène. Si l'on ajoute les termes de l'ordre suivant, la théorie de Planck, comme celle de lord Rayleigh, conduisent à un amortissement par rayonnement qui paraît confirmé par l'expérience. Léon Bloch.

Le spectre de résonnance de la vapeur de sodium. — **R.W. Wood** (*Phil. mag.*, **15**-581-1908-A). — Ce mémoire est une présentation générale des résultats qui vont être publiés par W. Wood d'une manière détaillée sur les divers spectres émis par la vapeur de sodium quand on y fait pénétrer diverses radiations excitatrices, ainsi que sur le spectre d'absorption.

Ce dernier spectre comprend, outre les raies D et les autres raies de la série principale qui apparaissent renversées, deux régions : l'une entre 4500 et 5700, l'autre à partir de 5800 jusqu'à l'infra-rouge extrême qui sont traversées par une multitude de raies fines. Les nouvelles photographies qui ont pu être obtenues avec un réseau concave de 21 pieds ($6^m,40$) dans le spectre du second ordre montrent que la complexité des raies dans ces régions est extrêmement grande. Les raies d'absorption sont si fines et séparées par des intervalles lumineux si étroits que l'aspect général est celui d'un spectre d'émission qui serait composé de raies brillantes excessivement fines, ayant une largeur, de l'ordre de 0,05 à 0,1 U. A. et qu'il sera intéressant d'examiner à l'interféromètre.

La seule manière d'aborder l'étude des séries que peuvent comprendre ces régions du spectre d'absorption, est de comparer les photographies qui en ont été faites ainsi à une échelle un peu plus grande que celle de la carte du spectre solaire établie par Rowland, avec celles des spectres de résonnance.

Le spectre de fluorescence excité par la lumière blanche paraît, en effet, être exactement la contre-partie du spectre d'absorption. Mais, ce spectre de fluorescence n'est pas assez lumineux pour pouvoir être photographié avec une aussi grande dispersion et comme sa complexité est aussi grande, il ne peut être que de peu de secours. On peut fonder plus d'espoir sur les spectres de fluorescence ou de résonnance qu'émet la vapeur de sodium sous l'action de radiations monochromatiques. Ces spectres se composent de raies également espacées (l'intervalle étant d'environ 37 U. A), dont font toujours partie les raies excitatrices. C'est ainsi que les raies D peuvent apparaître quand on éclaire la vapeur avec un faisceau intense de lumière bleue-verte dont toute lumière jaune est exclue, fait important qui rattache le mécanisme dont dépend la série principale à celui qui produit les milliers de raies du spectre d'absorption cannelé.

Un autre point important est la découverte d'une série de raies équidistantes dans le rouge, la lumière monochromatique excitatrice étant également rouge. La photographie de cette partie du spectre a été faite avec des plaques panchromatiques Wratten et Wainwright.

Les sources monochromatiques qui ont été employées sont : la lampe à vapeur de cadmium (longueurs d'onde excitatrices $\lambda = 4800$ et $\lambda = 5086$), lampe à vapeur de zinc ($\lambda = 4810,7$), les arcs au lithium ($\lambda = 4603$, $\lambda = 4972$, $\lambda = 6104$, $\lambda = 6708$), au barium ($\lambda = 4554$), au thallium (ligne verte), au magnésium (triplet vert), au plomb ($\lambda = 5006$), au bismuth (une seule raie excitatrice dans le bleu extrême), à l'argent ($\lambda = 5209$) et au cuivre (les trois raies vertes). Les photographies des spectres de résonnance correspondants fournies par un réseau concave de 12 pieds sont en cours d'exécution. Ce réseau permet de définir la position des raies à moins de un ou deux dixièmes d'unité Angstrom suivant les cas, tandis que dans les travaux antérieurs sur le même sujet, en particulier sur le spectre de résonnance fourni par l'arc au cadmium et l'arc au zinc, une précision de 2 unités Angstrom seulement avait pu être atteinte. Mais le présent travail contient les résultats des mesures effectuées avec un spectrographe à 8 prismes qui permet d'atteindre, grâce à divers perfectionnements (amélioration de l'objectif photographique qui remplace celui de la lunette, constance de la température du spectrographe entier au moyen d'une bobine de chauffage, etc.), une précision d'un peu de moins de 1 U. A. Une des principales difficultés a été de maintenir les arcs constants pendant des poses de 7 à 8 heures ; ce qui a le mieux réussi a été de régler à la main la position de l'arc de manière que son image fournie par une grande lentille convergente reste située sur un petit trou percé dans un écran et éliminant la lumière des charbons. Pour former un arc au magnésium stable, le meilleur moyen a été de mettre toutes les 4 ou 5 minutes de la poudre de magnésium dans une cavité creusée à l'extrémité du charbon inférieur d'un arc ordinaire.

D'une manière générale, l'équidistance des raies d'une série a été trouvée très sensiblement exacte. Les écarts que l'on constate pourraient provenir de ce que la lumière émise par la vapeur fluorescente (à 400 degrés environ) traverse de la vapeur plus froide qui peut présenter des bandes d'absorption très voisines des raies émises par la vapeur fluorescente, lesquelles semblent, par suite, déplacées du côté opposé. Cela expliquerait aussi que certaines raies d'une série font complètement défaut. A titre d'exemple :

Ligne excitatrice : $\lambda = 4800$ du Cd.

Spectres de resonnance.	Différences
4765,5	
4800,0	34,5
4855,8	55,8
	$\frac{74,2}{2} = 56,2$
4908,2	
4965,1	56,9
4982,2	57,1
5019,7	37,5
	$\frac{74,62}{2}$ 57,3
5094,27	
5151,5	57,23
5169,5	58,00
5207,46	57,96
5245,2	57,74
5282,76	57,56
5321,59	58,83
5359,42	58,07

Dans la plupart des cas le spectre de résonance comprend, outre des raies faciles à classer en une ou plusieurs séries comprenant la raie excitatrice avec une équidistance toujours comprise entre 56 et 40 U. A., des raies qui restent en dehors, jusqu'à présent, de toute classification. D'autre part, quand il y a simultanément plusieurs raies excitatrices, par exemple comme dans le cas du triplet vert du magnésium dont les raies sont trop voisines pour être séparées dans la lumière incidente, on peut facilement reconnaître la série excitée par chacune d'elles. Exemple :

Longueurs d'onde excitatrice.

λ = 5184,5 ⎫
λ' = 5175,5 ⎬ triplet vert du magnésium.
λ'' = 5167,5 ⎭

Spectre de résonance.

5342	*b*	5145,5	*b*	*a*	*b*	*c*
5527	*a*	5142,7		59	59,5	58,8
5505		5140		58	39	58,7
5502,5	*b*	5136	*a*	58	59,5	59
5297,2		5134,5		58,5	59,5	58,5
5296		5135		57,5	59	59,2
5288	*a*	5129	*c*	58	59	40
5286		5124		58	58,5	
5284	*c*	5106,5	*b*	58	58	
5265,5	*b*	5101		58	59	
5258		5098	*a*	58		
5250	*a*	5095,2				
5245,2	*c*	5089,8	*c*			
5224	*b*	5075				
5222		5068	*b*			
5212	*a*	5060	*a*			
5206,5	*c*	5056				
5201,5		5049,5	*c*			
5190		5050	*b*			
5184,5	*b*	5022	*a*			
5181		4991	*b*			
5179		4984	*a*			
5173,5	*a*	4978,5				
5167,5	*c*	4957				
		4946	*a*			

La comparaison des spectres fournis par la ligne 4954 du barium et par la ligne 4972 du lithium a mis en évidence un point intéressant : le spectre de résonance de la ligne du lithium comprend une raie de longueur d'onde 4954 qui est la première de la série après la ligne excitatrice. Or, les deux spectres de résonance sont identiques, en ce qui concerne du moins les raies classées en séries. Au contraire la raie 5209 de l'argent que l'auteur avait signalée précédemment comme excitant le même spectre que la raie 4800 du cadmium, donne naissance à une série dont toutes les raies différentes de 1,5 U. A. environ de celles de spectre engendré par le cadmium ; la confusion provenait d'une dispersion trop faible.

Le présent travail montre encore qu'il n'y a aucune relation, contrairement à ce que l'auteur avait cru d'abord, pour la même raison, entre le spectre rotatoire magnétique de la vapeur de sodium et les spectres de résonance. L'étude du premier est poursuivi par la méthode indiquée précédemment qui a conduit l'auteur à émettre l'hypothèse d'électrons positifs dans l'atome de sodium.

Enfin M. Wood annonce qu'il va essayer de photographier le spectre du second ordre fourni par un réseau concave de 21 pieds, de la lumière émise par la fluorescence de la vapeur de sodium quand elle est éclairée par un faisceau intense de lumière blanche. Ce spectre sera donc à la même échelle que le spectre d'absorption. Sa structure est, on le sait déjà, beaucoup plus compliquée que les premières photographies, faites avec une moindre dispersion, ne l'avaient fait penser. Il commence à 4600 environ et s'arrête brusquement au point où le doublet jaune-vert de la première série secondaire apparaît dans le spectre d'arc du métal. Il reprend dans la région rouge, de sorte qu'il présente dans l'intervalle un espace obscur. L'auteur croit pouvoir rapprocher ce fait de la structure qu'il a observée dans le spectre, découvert par lui de la fluorescence que les rayons cathodiques provoquent dans la vapeur de sodium. Ce spectre comprend outre les séries principale et secondaire et les raies qui apparaissent dans la fluorescence de la vapeur produite par la lumière blanche, des bandes entièrement nouvelles, qui semblent distribuées symétriquement par rapport aux raies D précisément dans la région tout à fait obscure du spectre de la fluorescence produite par la lumière blanche. Louis Dunoyer.

Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. — Du Bois et Elias (*Proc. Roy. Ac., Amsterdam*, **10**-859-1908-A. — Suite de deux mémoires déjà examinés[1]. MM. du Bois et Elias reviennent avec beaucoup plus de détails sur les mesures qu'ils ont faites dans la série (5) de la classification (La?, Ce, Pr, Nd, Sa, Eu, Gd, Tb, Dp, Er). Ils sont actuellement obligés de se borner à une énumération descriptive de leurs résultats remettant à plus tard de tirer des conclusions générales. Dans leurs nouvelles expériences la température est toujours de — 195°, le champ de 38 à 42 000 gauss. Pour mieux définir le champ ils emploient au lieu des trous ronds percés en général dans les noyaux des électro-aimants pour examiner le phénomène de Zeemann longitudinal des fentes étroites ; la mesure du champ est faite au moyen d'une spirale de bismuth. Les corps étudiés ont été pris en lamelles cristallines souvent très difficiles à préparer sous quelque étendue ; des épaisseurs très faibles fournissent quelquefois déjà des bandes d'absorption absolument noires, particulièrement pour les sels de néodyme. Les corps examinés, dans la série (5) sont le sulfate de néodyme $[(SO^4)^3Nd^2,8H^2O]$, le nitrate de néodyme $[(AzO^3)^3Nd,6H^2O]$, le sulfate de samarium $[(SO^4)^3Sm^2,8H^2O]$, le sulfate d'erbium et d'yttrium $[(SO^4)^3(ErY)^2]$, et le nitrate d'erbium $[(AzO^3)Er,6H^2O]$ (30 bandes examinées). Les caractères généraux de l'action du champ sont ceux qui ont été déjà notés[1]. Toutefois il faut signaler pour le nitrate de néodyme les bandes 6762$^{\mu\mu}$,7 et 6772$^{\mu\mu}$,2 qui fournissent dans un champ de 40 000 gauss des doublets dont les composantes ont un écart de une fois et demie celui des raies D, — pour le sulfate d'erbium et d'yttrium (produit examiné impur) le renforcement très prononcé par l'effet du champ de certaines bandes difficilement visibles sans le champ, effet inverse de ce qui se passe habituellement.

La série (7) est à l'étude. Quelques résultats sont ajoutés à ceux des mémoires antérieurs sur la série (3) (sels organiques de chrome et de potassium).

Louis Dunoyer.

1. Voir *Le Radium*, 5-179-1908 et 5-1908.

Le Gérant : Pierre Aubry. 62698. — Paris, Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par Le Radium *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 9. — Septembre 1908

Nécrologie

La Science Française vient de perdre un physicien des plus distingués. Henri Becquerel a succombé le 25 août 1908 à l'âge de 56 ans. Sa disparition est une perte douloureuse pour ce journal, auquel il apportait une collaboration effective et pour lequel il prodiguait à chaque instant ses conseils éclairés et bien-veillants. *Le Radium* publiera dans un prochain numéro une notice sur la vie et l'œuvre d'Henri Becquerel.

Sommaire analytique

Radioactivité

Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium par suite de sa radioactivité (G.-B. Pegram et H. Webb) . . . 271
Influence de la température sur les transformations radioactives (W. Engler) . . . 278

Électronique

Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives (E. Rutherford et H. Geiger) . . . 257
La charge et la nature des particules α (Rutherford et H. Geiger) . . . 265
Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz (J.-J. Thomson). 276
La self-induction d'après la théorie des électrons (J.-D. van der Waals Jr.) . . . 281
Sur les forces pondéromotrices appliquées aux électrons en repos dans un champ électromagnétique (A. Einstein et J. Laub) . . . 281
Sur les équations fondamentales de l'électro-magnétisme des corps en mouvement (A. Einstein et J. Laub). . . 281
Mesures de polarisation rotatoire magnétique dans l'ultraviolet (St. Landau) . . . 282
A propos des dissymétries du triplet de Zeeman (W. Voigt). 285
Nouvelles observations sur les triplets asymétriques (P. Zeeman) . . . 285
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne d'un triplet (P. Zeeman) . . . 284
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne des triplets (Zeeman) . . . 285
Sur les spectres de l'oxygène (Effet Doppler des rayons canaux) (J. Stark) . . . 285
Sur la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux dans l'hydrogène (J. Stark et W. Steubing) . . 286
A propos de la théorie de la dispersion (M. Planck). . . 287
Le spectre de résonnance de la vapeur de sodium (R.-W. Wood) . . . 287
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective (Du Bois et Elias) . . . 288

Sommaire par noms d'auteurs

Du Bois et Elias :
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective. . . . 288
Einstein (A.) et Laub (J.) :
Sur les forces pondéromotrices appliquées aux électrons en repos dans un champ électromagnétique. 281
Einstein (A.) et Laub (J.) :
Sur les équations fondamentales de l'électromagnétisme des corps en mouvement. . . . 281
Engler (W.) :
Influence de la température sur les transformations radioactives . . . 278
Pegram (G.-B.) et Webb (H.) :
Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium par suite de sa radioactivité. . 271
Planck (M.) :
A propos de la théorie de la dispersion . 287
Rutherford (E.) et Geiger (H.) :
Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives . . . 257
Rutherford et Geiger (Hans) :
La charge et la nature des particules α . . . 265
St. Landau :
Mesures de polarisation rotatoire magnétique dans l'ultraviolet . . . 282
Stark (J.) :
Sur les spectres de l'oxygène (Effet Doppler des rayons canaux). . . . 285
Stark (J.) et Steubing (W.) :
Sur la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux dans l'hydrogène 286
Thomson (J. J.) :
Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz. 276

[illegible]
A propos des dissymétries du triplet de Zeeman . . 285
[illegible]
La self-induction d'après la théorie des électrons . 281
Wood (R.-W.) :
[illegible] 287
Zeeman (P.) :
Nouvelles observations sur les triplets dissymétriques 285
Zeeman (P.) :
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne du triplet 284
Zeeman :
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne des triplets 285

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

La vérité scientifique, sa poursuite. — E. Bouty (Flammarion, éditeur, Paris).

Dämpfung elektrischer Schwingungen in Kondensatorkreisen Welche statt der Luft-Funkenstrecke eine Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe enthalten. — K. Markau.

Uber die Anfangsgeschwindigkeiten licht elektrischer Elektronen. — E. Ladenburg et Karl Markau.

Comptes rendus des travaux présentés au Congrès de Clermont-Fwrand (Association française pour l'avancement des sciences, 1908). Rapports et résumés.

Notices

Le mois scientifique et industriel. — Sommaire du numéro d'août 1908.

Gauthier-Villars (Bulletin trimestriel des publications nouvelles).

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins.
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes temperatures sur l'emanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Etude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densite du courant et de la pression dans differents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction electro-magnetique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques proprietes des rayons α emis par le Radium et par les corps actives par l'emanation du Radium.

J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux (plusieurs mémoires).
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Etudes expérimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.
H. Starke. — Recherches sur les rayons secondaires du radium.
J.-J. Thomson. — Sur les rayons d'électricité positive.
P. Villard. — Les rayons cathodiques dans le champ magnétique.
R. Wood. — Fluorescence et pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de sodium.
P. Zeeman. — Progrès récents en magnéto-optique.
M. P. Zeeman. — Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique.

RADIATIONS

C. Chéneveau. — Sur la réfraction et la dispersion des corps à l'état dissous.

PHOSPHORESCENCE

L. Brüninghaus. — Les phosphorescences calciques du manganèse.
J. de Kowalski. — Etude sur la luminescence.
L. Matout. — La phosphorescence cathodique.
L. Matout. — La thermoluminescence et la coloration des fluorines.

IONISATION

A. Blanc. — Action d'un champ magnétique sur l'air ionisé en mouvement.
E. Bloch. — Sur l'Ionisation par le phosphore.
Léon Bloch. — Ionisation par barbotage.
M. de Broglie. — Les centres neutres dans les gaz et l'Ionisation par barbotage.
M. de Broglie. — Les centres neutres des gaz issus des flammes (plusieurs mémoires).
A. Cunningham et C. Mukerji. — Charge électrique des gaz récemment préparés.
E. Gold. — La mobilité des ions négatifs dans les flammes.

PHÉNOMÈNES ATMOSPHÉRIQUES

P. Langevin et M. Moulin. — Électromètre enregistreur des ions de l'atmosphère.
M. Moulin. — Sur les égalisateurs de potentiel.
C. Störmer. — Sur les trajectoires des corpuscules électrisés dans l'espace.
P. Villard. — Sur l'aurore boréale.

MÉTHODES ET APPAREILS

M. Culmann. — Spectrographe pour le spectre visible et ultra-violet.
M. Moulin. — L'électromètre à quadrants.

SOMMAIRE DU N° D'AOUT 1908

Mémoires originaux

Mme Curie et Mlle Gléditsch. — Action de l'émanation du Radium sur les solutions de sels de cuivre.

J. Becquerel et H. Kamerlingh Onnes. — Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène.

E. Bloch. — L'ionisation de l'air par la lumière ultraviolette.

Mémoires traduits

O. Lodge. — L'éther de l'espace.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Radiations. — Ionisation. — Technique.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon PARIS

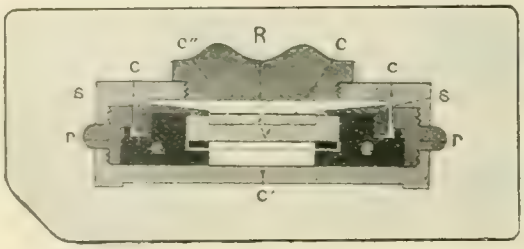
Téléphone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels; les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 500° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

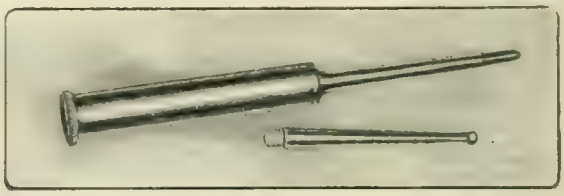
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

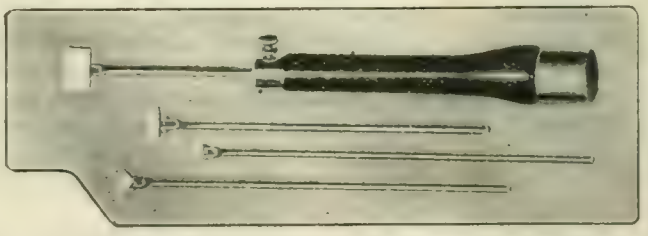
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

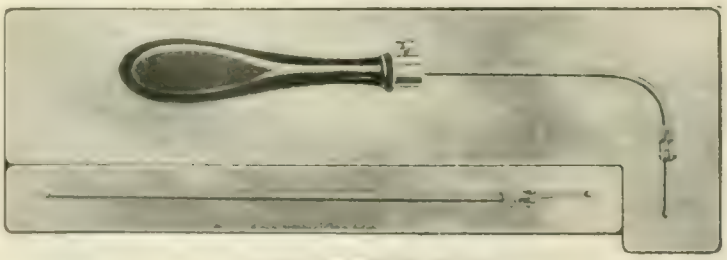
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

Même disposition que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 10. — Octobre 1908

Sommaire analytique

Henri Becquerel (1852-1908) 289

Radioactivité

Sur la teneur en radium des sédiments du fond de la mer (J. Joly) 307
Sur la répartition du rayonnement des corps radioactifs à propos du travail de M. H. Greinacher (H.-W. Schmidt) . 307
Observation d'une fluorescence à caractère scintillatoire produite par les rayons β (Erich Regener) 307
Sur la formation de brouillards en présence de l'émanation du radium (Mme Curie) 307
Sur l'ozonisation de l'air par l'émanation des sels de radium (R. Nasini et M. G. Levi) 308

Électronique

Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique, de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux (A. Dufour) . . . 291
Électrons positifs (A. Bestelmeyer) 309
Sur l'effet Zeeman dans des champs magnétiques faibles (O. von Baeyer) 309
La nature des rayons γ (J.-J. Thomson) 309
Rayons secondaires des rayons Röntgen (J. Laub) 309
Nouvelle loi des séries spectrales (W. Ritz) 310
Le spectre de la décharge d'une cathode de chaux (mouvement descente dans la vapeur de mercure (Horton) 311
Les lois du rayonnement et la répartition des intensités dans le spectre de l'arc au mercure (A. Pelüger) . . . 311
Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension (Eugène Bloch) 311
Fluorescence et effet photo-électrique des substances organiques (J. Stark et W. Steubing) 312
La théorie de la valence fondée sur l'atomisme électrique (J. Stark) 312

Radiations

Quelques propriétés de la lumière de très courte longueur d'onde (Th. Lyman) 312
L'absorption de quelques gaz pour la lumière de très courte longueur d'onde (Théodore Lyman) 312
Étude de la dispersion dans les milieux fortement absorbants au moyen des spectres cannelés (S.-R. Williams). 313
Recherches sur le spectre du baryum du côté des grandes longueurs d'onde (Victor Hoffler) 313
Sur deux régimes différents de l'arc au fer (H. Buisson et Ch. Fabry) 314
La radiation actinique du soleil au Mt Rose. — Expériences faites à la cabane de la Reine Marguerite avec l'actinomètre photo-électrique (Elster et Geitel) . . . 314
Contribution à la connaissance du phénomène de solarisation, et d'autres propriétés de l'image latente (A.-P.-H. Trivelli) 314
Sur une action photographique de la lumière infra-rouge (M. A. Gargam de Montetz) 315
Recherches sur les oscillations électriques non amorties (Kiebitz) 315
Expérience avec les radiations invisibles de la décharge explosive dans l'air (I. Schincaglia) 315

Ionisation

Curieux phénomènes d'ionisation dans un tube à vide (H.-A. Parkinson) 315
Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides (I. Bloch) 315
Courants dus à l'effet Volta et siège de la force électromotrice de contact (O.-M. Corbino) 316
L'agitation moléculaire et le mouvement brownien (Jean Perrin) 316
Réactions chimiques dans le champ magnétique (G. Berndt). 316
La décomposition de l'ammoniaque par l'effluve considérée comme réaction monomoléculaire (Robert Pohl) . . . 316
De l'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau (G. Leithauser et R. Pohl) 317
Sur les agrégations moléculaires produites dans les gaz par le refroidissement brusque (William Owen et T. Hughes) 317
Contribution à la physique de la flamme (H. Mache) . . 318
Sur le frottement intérieur et la densité dans la flamme du bec Bunsen (A. Becker) 318

Technique

Sur l'effet de la position du réseau ou du prisme sur le pouvoir résolvant d'un spectroscope (Alfred W. Porter). 319
Spectroscope autocollimateur de grande clarté (Du Bois, Elias et Lowe) 319
Nouvelle machine à influence (multiplicateur) (N. Rossettvedt) 320

Pouvoir émissif et éclairement du sélénium cristallisé (L. Amaduzzi) 520
Sur la radiation nocturne (A. Lo Surdo) 520
Une forme satisfaisante de grande résistance (G.-W. Stewart) . 520
Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction (M. G.-A. Hemsalech) 520

Sommaire par noms d'auteurs

Henri Becquerel 1852-1908 289
Amaduzzi (L.) :
Pouvoir émissif et éclairement du sélénium cristallisé. 520
Bayer (O. von)
Sur l'effet Zeemann dans des champs magnétiques
Becker (A.)
Sur le frottement intérieur et la densité dans la flamme du bec Bunsen. 518
Berndt (G.) :
Réactions chimiques dans le champ magnétique. . . 516
Bestelmeyer (A.) :
Électrons positifs 509
tables 509
Bloch (Eugène) :
Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension 511
Bloch (L.)
Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides 515
Buisson (H.) et Fabry (Ch.) :
Sur deux régimes différents de l'arc au fer 514
Corbino (O.-M.)
Courants dus à l'effet Volta et siège de la force électromotrice de contact. 516
Curie (Mme) :
Sur la formation de brouillards en présence de l'émanation du radium. 507
Du Bois, Elias et Lowe :
Spectroscope autocollimateur de grande clarté . . . 519
Dufour (A.) :
Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique, de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux. 291
Elster et Geitel :
La radiation actinique du soleil au Mt Rose. — Expériences faites à la cabane de la Reine Marguerite avec l'actinomètre photo-électrique. 514
Falgan de Montcelet (M.-A.)
Sur une action photographique de la lumière infrarouge 515
Gwaltney et Hughes (E.)
Sur les agrégations moléculaires produites dans les gaz par refroidissement brusque 517
Hemsalech (M. G.-A.)
Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction. 520
Hepfer (Victor)
Recherches sur le spectre du baryum du côté des grandes longueurs d'onde 515
Hodges
Le spectre de la décharge d'une cathode de chaux incandescente dans la vapeur de mercure 511
Joly (J.)
Sur la teneur en radium des sédiments du fond de la mer 507
Kilbitz :
Recherches sur les oscillations électriques non amorties 515
Lall (E.)
Rayons secondaires des rayons Röntgen 509
Lebeau (G.) et Pohl (R.)
De l'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau 517
Lo Surdo (A.) :
Sur la radiation nocturne 520
Lyman (Th.)
Quelques propriétés de la lumière de très courte longueur d'onde 512
Lyman (Théodore)
L'absorption de quelques gaz pour la lumière de très courte longueur d'onde 512
Mache (H.) :
Contribution à la physique de la flamme. 518
Nasini (R.) et Levi (M. G.)
Sur l'ozonisation de l'air par l'émanation des sels de radium 508
Parkins (H.-A.)
Curieux phénomènes d'ionisation dans un tube à vide. 515
Perrin (Jean) :
L'agitation moléculaire et le mouvement brownien . 516
Pfeiffer (A.) :
Les lois du rayonnement et la répartition des intensités dans le spectre de l'arc au mercure 514
Pohl (Robert) :
La décomposition de l'ammoniaque par l'effluve considérée comme réaction monomoléculaire 516
Porter (Alfred W.) :
Sur l'effet de la position du réseau (ou du prisme) sur le pouvoir résolvant d'un spectroscope. . . . 519
Regener (Erich) :
Observation d'une fluorescence à caractère scintillatoire produite par les rayons β. 570
Ritz (W.) :
Nouvelle loi des séries spectrales. 510
Rossetvedt (N.) :
Nouvelle machine à influence (multiplicateur) . . . 520
Schinzaglia (L.) :
Expérience avec les radiations invisibles de la décharge explosive dans l'air. 515
Schmidt (H.-W.) :
Sur la répartition du rayonnement des corps radioactifs à propos du travail de M. H. Greinacher. . . 507
Stark (J.) et Steubing (W.) :
Fluorescence et effet photo-électrique des substances organiques. 512
Stark (J.) :
La théorie de la valence fondée sur l'atomisme électrique. 512
Stewart (G.-W.) :
Une forme satisfaisante de grande résistance 520
Thomson (J.-J.)
La nature des rayons γ. 509
Trivelli (A.-P.-H.)
Contribution à la connaissance du phénomène de solarisation, et d'autres propriétés de l'image latente. 514
Williams (S. R.)
Étude de la dispersion dans les milieux fortement absorbants au moyen des spectres cannelés. . . . 515

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Theoretische Praktische Handbuch der photographische Chemie. — Namias (Band I), W. Knapp, éditeur, Halle A. S.

Selective Radiation from the Nernst Glower. — W.-W. Coblentz. Extrait du *Bulletin of the Bureau of Standards*, 1908.

Uber den Zeemaneffekt in Schwachen Magnetfeldern. — O. v. Bayer. Extrait des *Comptes rendus de la Deutsch Physik. Gesellsch.*, contenant différentes corrections et modifications. Voir *le Radium*, 5, 309, 1908.

Henri Becquerel (1852-1908)

Henri Becquerel, qu'une crise d'angine de poitrine vient d'arracher si brutalement et si prématurément au monde de la Science, fut dans sa vie privée un homme ayant su s'attirer de la part de son entourage l'affection la plus vive et la plus dévouée. Doué d'une grande finesse et d'une grande délicatesse d'esprit, il ne prodiguait pas sa confiance à la légère, mais fut toujours un protecteur ou un ami d'une fidélité inébranlable pour ceux qu'il avait jugés dignes de la mériter. Cette haute loyauté morale et l'élévation de ses sentiments qui laisseront de profonds souvenirs chez ceux qui l'ont connu et ont su l'apprécier, lui assureront peut-être presque au même titre que sa gloire scientifique, la vénération et l'admiration de la postérité.

Enlevé à ses travaux à l'âge de 55 ans à peine, c'est-à-dire en pleine activité intellectuelle, il laisse cependant à la science un ensemble de travaux et de découvertes dont on trouverait difficilement l'équivalent dans la vie d'un savant. Entré à l'École polytechnique en 1872 et à l'École des Ponts et Chaussées en 1874, Henri Becquerel débuta très jeune dans la carrière scientifique. Admirablement préparé à cette carrière par son existence commune avec son grand-père Antoine Becquerel, et son père Edmond Becquerel, qui l'avaient dès son enfance initié et habitué à la vie de laboratoire, il publia en 1876 un premier mémoire sur la polarisation rotatoire magnétique; dans ce travail de premier ordre il établit la relation entre le pouvoir rotatoire magnétique et l'indice de réfraction des corps.

Cette publication fut bientôt suivie d'une autre dans laquelle l'étude de la polarisation rotatoire magnétique est appliquée aux corps magnétiques, ici le phénomène est soumis à des lois différentes.

En 1878, suivant le même ordre d'idées, il démontre que l'on peut mesurer la rotation du plan de polarisation d'un rayon lumineux sous l'influence du champ magnétique terrestre.

Entre temps, en 1879, il publie un mémoire sur les propriétés magnétiques du nickel et du cobalt; puis, en 1880, *découvre* expérimentalement la polarisation rotatoire magnétique dans les gaz après une étude sur la polarisation atmosphérique et l'influence du magnétisme terrestre sur l'atmosphère.

Un de ses travaux les plus importants est la découverte de l'action des rayons infra-rouges sur les substances phosphorescentes dont ils provoquent l'extinction. Utilisant cette propriété il put ainsi étudier spectroscopiquement les radiations infra-rouge et déterminer les spectres d'émission de ces radiations pour un grand nombre de vapeurs métalliques ouvrant ainsi un champ nouveau à l'étude de la spectroscopie.

Revenant à la suite de ses premiers travaux, Henri Becquerel publie en 1885 deux mémoires : l'un sur la mesure du pouvoir rotatoire magnétique *en unités absolues*, l'autre donnant une théorie de la polarisation rotatoire magnétique. Cette théorie, forcément incomplète par suite de l'ignorance de l'existence des électrons et des phénomènes magnéto-optiques découverts par la suite, montrait néanmoins une vague intuition de leur rôle inconnu alors. Son fils, M. Jean Becquerel, devait beaucoup plus tard compléter cette théorie d'une façon définitive.

Toujours dans le domaine de l'optique, il publie en 1888 le résultat de ses recherches sur l'absorption de la lumière dans les cristaux, montrant que leurs spectres d'absorption varient suivant l'orientation de leurs axes et la direction du plan de polarisation de la lumière.

Si nous devions énumérer ici les titres seuls de tous les mémoires publiés tant à l'Académie des Sciences que dans d'autres sociétés savantes, par Henri Becquerel, un numéro du *Radium* n'y suffirait pas ; nous devons donc nous contenter d'indiquer sommairement les plus importants. Son génie s'est en effet adressé à plusieurs branches de la physique, il publia plusieurs

[illegible] en commun avec Edmond Becquerel sur la [illegible]rologie et les applications de la Physique à cette [illegible], but pour lequel sa chaire du Muséum avait été [illegible] ; puis entre temps s'appliqua à différents travaux sur l'électricité, le magnétisme, le phénomène de Zeeman, la dispersion anomale, etc.

Mais sa grande découverte, celle qui dans l'histoire de la Science Universelle, lui assurera l'immortalité, est la découverte de la *Radioactivité*.

En 1896, cherchant à obtenir de différents composés d'uranium des radiations hypothétiques, il put établir que *tous ces composés et l'uranium métallique lui-même*, émettent *spontanément* des radiations capables d'impressionner des plaques photographiques et de décharger les corps électrisés. La radioactivité était née.

Il ne faut pas voir dans l'emploi des sels d'uranium pour les recherches entreprises alors, l'effet d'un hasard quelconque.

Cet emploi, quoique intuitif en la circonstance, avait une cause parfaitement préméditée. Henri Becquerel avait en effet étudié en 1888 les propriétés optiques de ces sels et avait constaté qu'ils émettaient une phosphorescence dont le spectre était formé de raies ou de bandes en quelque sorte harmoniques les unes des autres, fait particulier aux sels uraniques. De plus les bandes d'absorption se continuaient dans la direction du rouge, prenant la suite des bandes d'émission et étant disposées de la même façon. Ces propriétés optiques singulières, se présentant sur l'uranium à l'exclusion des autres corps, attirèrent son attention et furent en quelque sorte la cause originelle de sa découverte.

La Radioactivité, dont la découverte eut pour conséquence celle du Radium qui devait achever d'illustrer les admirables travaux de Pierre Curie, ouvrit un immense champ de recherches et fut le point de départ de conceptions nouvelles sur la constitution de la matière. Cette découverte n'eut pas seulement un simple intérêt scientifique, l'humanité devait en bénéficier dans une large mesure, et ceux-là le savent qui ont vu combien de malheureux, affligés de plaies hideuses, et abandonnés de la science médicale ordinaire, ont pu être guéris grâce aux rayons du Radium.

Quant à l'avenir pratique de la radioactivité, point qui touche les plus profanes, quel sera-t-il?

Ici nous ne pouvons rien prévoir, mais il est intéressant de citer cette réponse d'Henri Becquerel à qui la question avait été posée.

« Aujourd'hui la radioactivité est considérée comme un phénomène du plus haut intérêt mais ne permettant de disposer que de quantités très faibles d'énergie. N'oublions pas cependant qu'au début de la découverte de l'électricité, on en regardait l'existence comme une curiosité, pouvant tout au plus servir d'amusement en attirant des corps légers au moyen de tiges de cire frottées. »

L'avenir nous apprendra peut-être ce que ces paroles renfermaient d'espérances inexprimées.

Henri Becquerel, élu membre de l'Institut en 1889, et secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences en juillet 1908, avait été entre temps élu membre de presque toutes les Académies et Sociétés savantes du Monde.

On ne peut parler des découvertes d'Henri Becquerel sans rappeler l'œuvre scientifique de ses ancêtres. Dans cette chaire qu'il occupait au Muséum s'étaient élaborés, en effet, les travaux de son grand-père Antoine César Becquerel, et ensuite de son père Edmond Becquerel.

Comme Henri Becquerel se plaisait lui-même à le déclarer, les résultats scientifiques inespérés qu'il a obtenus sont dus une grande partie aux travaux de ses ascendants.

Si on analyse l'ensemble des découvertes de cette illustre triade de savants, on y voit un enchaînement de faits résultant d'une pensée toujours tendue vers le même but : la connaissance de la constitution de la matière. Tout le monde sait ce que cette persévérance de trois générations dans une même discipline d'idée a fait pour la gloire de la Science française.

Rappelons que, comme l'ont dit si éloquemment Messieurs Darboux et Ed. Perrier lors de leurs discours rendant hommage à la mémoire d'Henri Becquerel, le nom de Becquerel n'est pas éteint ; il laisse un fils, héritier de sa pensée et des traditions scientifiques de ses ancêtres, un fils qui à ses débuts s'est révélé comme capable, non seulement de soutenir le lourd fardeau de leur nom glorieux, mais encore d'en accroître la renommée. C'est à lui, digne continuateur de leur œuvre, que doivent aller nos plus sincères condoléances et l'encouragement des unanimes sympathies, bien faibles compensations à la perte irréparable du meilleur des pères et du plus éclairé des maîtres.

L. Matout.

Reçu le 10 septembre 1908.

Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique,

de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux

Par A. DUFOUR

[Ecole Normale Supérieure. — Laboratoire de physique]

I. — *Historique.*

On sait que les différents spectres se comportent, au point de vue du phénomène de Zeeman, de la manière suivante[1] :

1° **Spectres d'émission.** — Les *spectres de raies* contiennent des raies sensibles à l'action du champ magnétique et parfois des raies insensibles au champ. Pour les premières, la raie, simple quand le champ n'existe pas, se transforme sous l'action du champ en un certain nombre de composantes qui n'ont pas en général la même longueur d'onde que la raie primitive et qui sont polarisées d'une certaine manière, circulairement quand elles sont données par la lumière qui se propage parallèlement au champ, et rectilignement dans deux directions rectangulaires pour la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force. Si l'on appelle phénomène de Zeeman *longitudinal*, celui qu'on observe dans le premier cas, on a trouvé que toutes les raies d'émission sensibles au champ et qu'on a étudiées jusqu'ici, donnent un phénomène de Zeeman longitudinal *normal* dont le caractère est le suivant : la composante dont la longueur d'onde est la plus petite, est formée de lumière polarisée circulairement, dont le sens de la vibration est le même que celui des courants d'Ampère relatifs au champ magnétique. Dans le cas de ces raies d'*émission*, on n'a pas encore trouvé de raies présentant un phénomène de Zeeman longitudinal *anormal* caractérisé, par conséquent, par une rotation en sens inverse des courants d'Ampère pour la composante accélérée.

Relativement aux *spectres de bandes* d'émission, on n'a pas encore trouvé de bandes dont les composantes présentent un phénomène de Zeeman sensible, dans les champs magnétiques créés jusqu'ici[2].

2° **Spectres d'absorption.** — Les spectres d'absorption des corps gazeux contiennent des raies qui se comportent comme les raies d'émission, et des bandes dont les composantes sont ou insensibles au champ, ou faiblement modifiées par le champ magnétique, comme on le constate pour l'hypoazotide en vapeur[1].

Au contraire, les spectres d'absorption des sels de métaux rares à l'état *cristallisé ou dissous* contiennent des bandes qui, ainsi que M. J. Becquerel l'a trouvé, présentent un phénomène de Zeeman anormal suivant les lignes de force : M. J. Becquerel a signalé, comme on sait, parmi ces bandes, quelques unes donnant un phénomène de Zeeman beaucoup plus grand que celui auquel les raies d'émission nous avaient habitués[2].

Tel était donc, très brièvement résumé, l'état de nos connaissances sur la façon dont se comportent les sources lumineuses ou absorbantes dans le champ magnétique, avant les recherches exposées dans le présent mémoire.

Dans un travail dont je vais préciser aujourd'hui la technique et les résultats, j'ai apporté les résultats nouveaux suivants, tous relatifs aux *spectres d'émission des gaz* :

1° Il existe des *bandes*, constituées par un ensemble de composantes régulièrement groupées suivant les lois connues[3], qui sont sensibles à l'action d'un champ magnétique, chaque composante présentant le phénomène de Zeeman, soit parallèlement, soit perpendiculairement aux lignes de force.

2° Parmi ces bandes, les unes donnent le phénomène de Zeeman longitudinal normal, d'autres le phénomène de Zeeman longitudinal *anormal*.

3° Il existe des *raies* qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal *anormal* ; à la vérité, il faut dès maintenant remarquer que je n'en ai trouvé qu'un petit nombre et qu'elles n'appartiennent pas, au moins jusqu'à présent, à des séries spectrales.

1. Pour plus de détails, se reporter au livre de M. Cotton : *Sur le phénomène de Zeeman* et à un article qu'il publiera prochainement dans la *Revue générale des Sciences*.

2. H. Becquerel et Deslandres, *C. R.* **127**-18-1898.

1. Righi *C. R.*, **127**-216-1898 et **128**-45-1899 ; Cotton *Le phénomène de Zeeman*, p. 99 et 100. A. Dufour, *Le Radium*, 5-86-1908.

2. J. Becquerel, *C. R.*, 1906-1907, *Le Radium*, 3-149-215-1906 ; 4-49-107-1907 ; 5-105-1908 ; *Proc. Amsterdam*, 10-589-1908, etc.

3. Deslandres, *C. R.* **103**-575 et **104**-972.

J'ai déjà donné un court résumé de ces différents résultats [1].

A la même époque, M. Wood [2] a signalé dans le spectre cannelé d'absorption de la vapeur de sodium l'existence de raies au voisinage desquelles le pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur est négatif et confiné d'un seul côté de la raie, contrairement à ce qui se passe pour les raies D du sodium, par exemple. Il faut remarquer que M. Wood n'a pas pu constater sur ces raies le phénomène de Zeeman longitudinal anormal.

Enfin M. J. Becquerel [3], en faisant jaillir une étincelle condensée sur une solution de chlorure ou de nitrate d'yttrium, a obtenu des bandes qui se comportent dans le champ magnétique de la même manière que des bandes d'émission du fluorure de calcium, par exemple, que j'avais indiquées antérieurement [4].

Ce court historique terminé, avant de passer au détail des expériences, je tiens à remercier M. H. Abraham et M. A. Cotton qui ont suivi de près ce travail et qui m'ont donné de précieux conseils.

II. *Technique optique employée. — Mesures.*

Dispositif expérimental optique. — La source lumineuse, flamme ou partie capillaire d'un tube de Geissler, est placée au centre d'un électro-aimant Weiss horizontal : une lentille convergente donne de la source une image réelle sur une lame demi-onde pour les radiations utilisées et dont l'axe est à 45 degrés de la section principale, ici verticale, d'un nicol analyseur ; cette lame, coupée de manière à avoir le bord supérieur horizontal, n'est recouverte que par la moitié de l'image réelle de la source, l'autre moitié se formant dans l'air. Le faisceau lumineux tout entier, rendu parallèle à l'aide d'une lentille, traverse ensuite une lame quart d'onde orientée comme la demi-onde, puis le nicol analyseur, une cuve absorbante qui supprime les radiations gênantes et enfin une lentille qui donne une image réelle de la source et par conséquent du bord de la lame demi-onde sur la fente verticale d'un collimateur réglé sur l'infini et dirigé vers un bon réseau concave de Rowland, le même qui m'a déjà servi dans mes précédentes recherches [5]. On photographie le spectre du troisième ou du quatrième ordre donné par le réseau en lumière diffractée à peu près normale.

Le dispositif précédent convient pour étudier le phénomène de Zeeman longitudinal : on obtient sur la plaque photographique deux régions juxtaposées correspondant aux rayons qui ont traversé la lame demi-onde et à ceux qui ont passé dans l'air au-dessus d'elle. Les vibrations circulaires gauches et droites, émises par la source, sont transformées par la lame quart d'onde, pour celles qui n'ont pas traversé la lame demi-onde, en vibrations rectilignes, les unes verticales, les autres horizontales ; le nicol analyseur éteint ces dernières et l'on obtient sur l'une des régions de la plaque photographique le spectre des radiations polarisées circulairement dans un certain sens et émises par la source. Si l'on considère maintenant la partie du faisceau qui a traversé la lame demi-onde, comme celle-ci change le sens des vibrations circulaires qui la traversent, on voit qu'on obtient sur la seconde région de la plaque photographique le spectre dû aux vibrations circulaires de la source ayant un sens de rotation opposé au précédent. L'apparence présentée par une raie quand le champ est créé est donc la suivante : il ne reste que la composante droite sur une région de la plaque et la composante gauche sur l'autre ; elles s'intervertissent quand on change le sens du champ. Ce procédé d'observation, bien connu d'ailleurs, rend très faciles les recherches. Les photographies qu'on rencontrera dans ce mémoire en donneront de nombreux exemples.

Pour étudier le phénomène de Zeeman avec la lumière émise perpendiculairement au champ, il suffit, avec le dispositif précédent, de tourner l'électro-aimant d'un angle droit et de supprimer la lame quart d'onde. Remplaçons dans le raisonnement précédent les vibrations circulaires émises par la source en vibrations rectilignes, on voit aussitôt que sur l'une des régions de la plaque apparaît le spectre dû aux vibrations rectilignes, perpendiculaires au champ, émises par la source, tandis que sur l'autre région, on a le spectre des vibrations rectilignes parallèles au champ. Cette fois, comme on sait, le sens du champ n'a pas d'influence sur l'apparence obtenue. On trouvera aussi des photographies relatives à ce cas.

Enfin, on s'est arrangé de manière à obtenir sur la plaque photographique, outre les deux régions précédentes, deux autres régions extrêmes où se trouve le spectre obtenu en l'absence de champ magnétique. Dans les photographies reproduites ici, ces deux dernières sont numérotées 1 et 4, tandis que 2 et 3 correspondent aux spectres donnés par la source dans le champ pour deux directions de vibration différentes [1].

Obtention des clichés. — 1° *Pour la mesure des longueurs d'onde.* On photographie l'un à côté de l'autre le spectre étudié et le spectre de l'arc au fer, soit par poses simultanées, soit par poses alternatives,

1. A. Dufour, *C. R.*, 146, [illegible] p. 118, n° 5, [illegible] p. 229, n° 12, 25 mars, p. 654, n° 15, 15 avril, p. 810, 1908.
2. Wood, *Philosophical Magazine*, 15, [illegible] 1908.
3. J. Becquerel, *C. R.*, 146, 685, 30 mars 1908.
4. A. Dufour, *C. R.*, 146, 118, 20 janvier 1908.
5. A. Dufour, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, 9, 561, 1907 ; *Le Radium*, 5, 86, 1908.

1. Pour les photographies du phénomène de Zeeman observé perpendiculairement au champ (phot. 2, 4, 6, 8, 10, 12), la région 2 est donnée par les vibrations perpendiculaires au champ.

la pose relative à l'arc au fer étant dans ce dernier cas partagée en deux parties, l'une qui précède la photographie du spectre étudié et l'autre qui la suit.

2° *Pour l'étude du phénomène de Zeeman.* On enregistre par une même pose les régions 2 et 3, qui donnent le spectre de la source placée dans le champ magnétique, chaque région ne comportant qu'une direction donnée de vibration. Puis, à l'aide d'un système de volets convenable, on protège 2 et 3 contre la lumière qui vient du réseau, on découvre 1 et 4 sur lesquelles on enregistre le spectre quand le champ n'existe plus. Naturellement, on place dans la cuve absorbante le liquide nécessaire, par exemple une solution aqueuse de chromate de potasse pour les photographies faites dans la région rouge du spectre, ou une solution de sulfate de cuivre avec une autre cuve de bisulfate de quinine pour la région bleue. Les durées de pose ont en général varié de 30 à 45 minutes par couple de régions. Quelquefois même, afin de laisser à l'électro-aimant le temps de se refroidir, on faisait une pose le matin et on continuait la même pose le soir; ceci n'était possible que parce que tout le dispositif optique était porté par une grande table de marbre épais, fort recommandable pour de pareilles recherches.

Mesure des clichés. — Les mesures sur les clichés négatifs originaux ont été faites à la machine à diviser, à l'aide d'un viseur grandissant cinq à six fois, muni d'un réticule à deux fils parallèles; on amène la raie visée soit sur l'un des fils du réticule, soit au milieu de leur intervalle.

Le calcul des longueurs d'onde a été conduit ainsi : à l'aide des planches où se trouve reproduit le spectre de l'arc au fer, par MM. Fabry et Buisson, il est facile de trouver immédiatement les longueurs d'onde approchées des raies du fer qui sont sur le cliché; en se reportant à la table de nombres qu'ils ont donnée[1], on obtient pour un certain nombre de ces raies les longueurs d'onde, dans l'air dans les conditions ordinaires, avec une grande approximation. On choisit deux de ces dernières raies qui se trouvent sur le cliché à une certaine distance l'une de l'autre et en admettant que les variations de distance sur la plaque sont proportionnelles aux variations de longueur d'onde, on peut à l'aide des deux raies du fer prises comme bases, calculer rapidement les longueurs d'onde de toutes les raies du cliché y compris celles du fer. Les nombres trouvés ainsi sont un peu inexacts, car l'hypothèse faite plus haut n'est pas vraie d'une part parce que le réseau ne donne pas une dispersion tout à fait normale et d'autre part parce que la plaque plane n'épouse pas la surface de mise au point, mais lui est seulement sécante; on s'en aperçoit d'ailleurs à ce que les valeurs trouvées pour les longueurs d'onde des raies du fer, autres que les deux choisies pour bases, ne coïncident pas exactement avec celles des tables de Fabry et Buisson. On trace alors, à l'aide de ces données, une courbe de correction pour établir cette coïncidence; connaissant la position d'une raie du spectre étudié, il n'y a plus qu'à faire subir à la longueur d'onde trouvée tout à l'heure, la petite correction donnée par la courbe, pour avoir la longueur d'onde plus exacte. Ce procédé, qui paraît un peu long, est au contraire très rapide quand on a beaucoup de raies sur un même cliché comme c'est ici souvent le cas.

Précision des mesures. — Une unité d'Angström correspond à une distance d'un tiers de millimètre environ pour les clichés faits dans le spectre de troisième ordre du réseau; la machine à diviser donne le $\frac{1}{800}$ de millimètre à chaque pointé, mais comme les composantes des bandes sont en général dégradées d'un certain côté, on ne peut repérer leur place avec autant de certitude que pour une raie fine d'apparence symétrique; en fait on ne peut guère répondre de plus de $\frac{1}{50}$ de millimètre sur leur position résultant des mesures. En conséquence, si le chiffre des dixièmes d'unité d'Angström peut être considéré comme exact à moins d'un demi-dixième d'U. A. près, le chiffre suivant est donné simplement à titre d'indication dans les tableaux numériques ultérieurs.

Pour ce qui concerne les écarts des doublets observés dans le champ magnétique, la précision est bien inférieure encore : à l'erreur possible sur la valeur du champ magnétique dans chaque expérience, vient s'ajouter l'erreur due aux pointés où l'on est gêné par la constitution même des radiations étudiées. Si en tant que mesures relatives, les résultats obtenus sur un même cliché sont assez satisfaisants, les nombres donnés pour les valeurs absolues des écarts des doublets ne sont que grossièrement approchés; l'erreur peut facilement arriver au $\frac{1}{20}$ et même au $\frac{1}{10}$. Je ne me suis d'ailleurs pas proposé, dans ce présent travail, de mesurer d'une manière précise l'action du champ magnétique sur les composantes des bandes, mais simplement de montrer cette action d'une manière certaine et à cet effet d'en donner surtout l'ordre de grandeur, remettant à plus tard les mesures précises.

III. — *Expériences faites sur les fluorures et chlorures alcalino-terreux.*

Les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux ont déjà fait l'objet d'une étude soignée par

1. Fabry et Buisson, *C. R.*, **143**-165 1906.

M. [illegible] qui les obtenait par volatilisation des sels dans l'arc électrique (charbons d'arc à flamme). Il a donné les fréquences N des composantes des bandes et les formules du type de M. Deslandres $N = A \pm (Bm + C)^2$ qui les relient entre elles et dans lesquelles B seul peut être positif ou négatif. Ces bandes sont d'ailleurs renversables comme l'a montré Walter[1], puis Humphreys[2]. De nouvelles mesures ont été données par Rosch[3] sur ces spectres produits dans l'arc.

Cette étude a été reprise et étendue aux différents composés alcalino-terreux halogénés par Morgan Ohmsted[4] qui volatilise dans la flamme d'un chalumeau alimenté par du gaz d'éclairage et de l'oxygène ces différents sels; son appareil dispersif est constitué par un petit réseau concave; il photographie les bandes obtenues et en mesure les longueurs d'onde, afin de grouper dans des formules les fréquences des composantes des bandes et d'essayer de trouver des relations entre ces différents spectres dont la structure est si compliquée.

Source lumineuse employée. — J'ai utilisé un procédé tout à fait analogue au précédent pour obtenir les spectres des corps que j'ai étudiés au point de vue du phénomène de Zeeman. Le sel est projeté à l'état de poudre fine et sèche dans la flamme d'un chalumeau oxyacétylénique; il y est immédiatement volatilisé et émet alors son spectre propre, ainsi que celui des produits de sa dissociation ou de sa décomposition par réaction chimique sur les gaz de la flamme.

On trouve dans le commerce les fluorures de calcium, de strontium et de baryum en poudre fine et sèche produite par précipitation et par conséquent apte à servir dans ces recherches. Quant aux chlorures alcalino-terreux, on les obtient à l'état pur fondu; il faut alors les pulvériser et les tamiser avant de les mettre dans l'appareil projecteur; cette opération doit être rapidement faite pour le chlorure de calcium en particulier qui est fortement déliquescent.

La figure 1 représente le chalumeau et l'appareil projecteur employés. Le mélange d'acétylène et d'oxygène arrive par le tube A et vient brûler en S en donnant une flamme verticale, bleue, très peu lumineuse et très chaude. Le sel en poudre, versé par le tube C qu'on referme aussitôt par un bouchon, arrive dans le réservoir R dans lequel peut tourner très rapidement une hélice H mue à l'aide d'une poulie reliée à un moteur électrique. A cause de la rotation de l'hélice H dans un sens convenable, il se produit un nuage permanent formé du sel en poussière constamment projeté de bas en haut. Un courant d'air sec, arrivant par le tube B, entraîne la poudre en suspension jusque

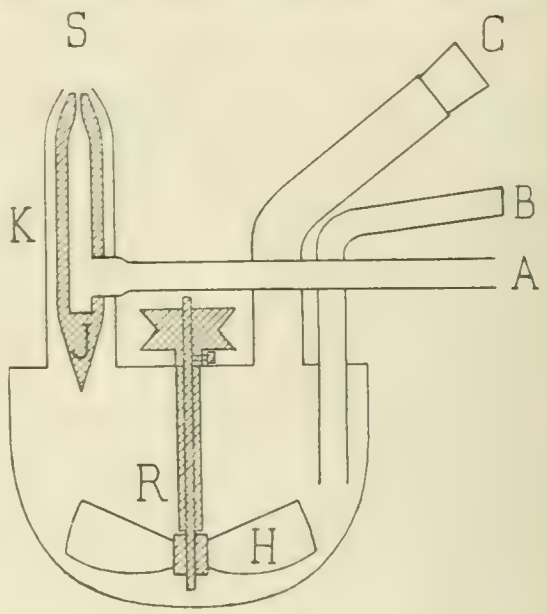


Fig. 1.

dans la flamme au travers de l'espace annulaire compris entre les tubes J et K. On obtient une flamme très éclairante d'éclat suffisant pour l'étude au réseau[1].

Les dimensions de l'appareil sont assez petites pour qu'on puisse l'introduire en entier entre les deux bobines d'un électro-aimant Weiss ordinaire (diamètre des noyaux = 7 cm.); on a en général opéré avec des entrefers de 8 millimètres donnant un champ de 13 700 unités environ pour les observations faites dans le sens des lignes de force et un champ de 17 000 quand les trous des pièces polaires sont bouchés pour l'observation dans le sens perpendiculaire au champ.

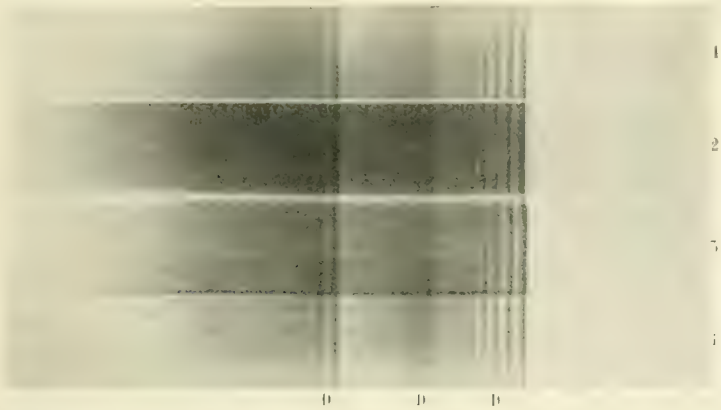
Remarque. — Pour avoir plus de certitude dans la désignation des bandes qui présentent le phénomène de Zeeman, j'ai mesuré à nouveau les longueurs d'onde de leurs composantes, bien que ce travail ait été déjà fait en détail avant moi par les expérimentateurs que j'ai cités. Les nombres donnés dans la seconde colonne des tableaux numériques qu'on trouvera plus loin sont donc les longueurs d'onde dans l'air des composantes des bandes déduites des mesures faites sur mes clichés. Les valeurs des intensités inscrites dans la colonne suivante sont données simplement à titre d'indication pour qu'on puisse voir le sens dans lequel les bandes sont dégradées; les

1. [illegible] 138 [illegible] 140 [illegible] 1905. [illegible] 4 [illegible] 1905. [illegible] 21 [illegible] 1905.
2. [illegible] 9 [illegible]
3. [illegible] 22 [illegible] 220 1905.
4. [illegible] 1906.
5. [illegible] 31 [illegible] 190[illegible]

1. Il est indispensable de mettre les appareils et l'opérateur à l'abri des vapeurs qui s'échappent de la flamme. A cet effet un ventilateur aspire ces produits immédiatement au-dessus de [illegible] et les rejette au dehors du laboratoire.

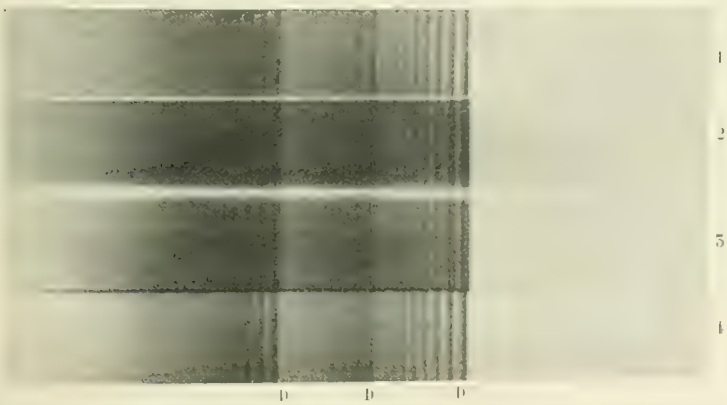
nombres sont d'autant plus grands que l'intensité est plus forte.

Fluorure de calcium. — Toutes les bandes du fluorure de calcium, assez intenses pour que j'aie pu les voir, ont paru sensibles à l'action du champ magnétique, mais à des degrés divers. Ainsi les bandes appelées B_1 et B_2 par M. Fabry et pour lesquelles la constante B de la formule des fréquences est positive, subissent une très faible modification dans le champ, tandis que les bandes C D D′ D″ D‴, pour lesquelles la constante B seule a changé de signe, donnent une modification très notable. Je signale de suite que C et D‴ très peu intenses présentent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal et j'insisterai seulement sur D D′ D″ très intenses et que j'ai photographiées.



Phot. 1. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du fluorure de calcium. 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

La bande D qui part de λ = 6064,19 est normale, la bande D λ = 6050,81 et la bande D λ = 6056,96 sont anormales avec résidu. H = 15 700.



Phot. 2. — Phénomène de Zeeman observation perpendiculaire au champ présenté par le spectre d'émission du fluorure de calcium. 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

Les bandes D et D donnent un quadruplet inverse ; la bande D donne un même doublet pour les deux directions de vibration. H = 17 000.

Au sujet de ces trois bandes D D′ D″, M. Henri Becquerel[1] a émis l'opinion qu'elles étaient dues à un spectre de terres rares et qu'elles correspondaient au groupe orangé (λ 607 à λ 602 ?) du samarium ; il a reconnu d'ailleurs lui-même[1] qu'après avoir varié les conditions des expériences, il ne pouvait maintenir cette conclusion.

Ces bandes D D′ D″ du fluorure de calcium sont formées de composantes qui sont toutes à bord net du côté du rouge et dégradées de l'autre côté ; dans chaque bande les composantes vont en diminuant d'intensité en allant du rouge vers le violet ; au total les bandes et leurs composantes sont dégradées du côté des petites longueurs d'onde.

On trouvera à la page 296 le tableau des résultats de l'étude du phénomène de Zeeman pour le fluorure de calcium ; les photographies 1 et 2 reproduisent les clichés originaux avec un grandissement égal à 2,5 environ (le même d'ailleurs pour toutes les autres photographies de ce mémoire).

Il faut remarquer que la polarisation circulaire incomplète des doublets des bandes D et D′ pour le phénomène de Zeeman longitudinal n'est pas due à un défaut de réglage puisqu'on obtient en même temps que D D′ sur la même plaque la bande D″ qui est normale et dont les doublets présentent une polarisation circulaire pure. Ces faits ont été vérifiés plusieurs fois avec beaucoup de soin aussi bien sur le spectre d'émission de la vapeur de fluorure de calcium que sur son spectre d'absorption. Un phénomène analogue avait été déjà constaté[2] sur des bandes d'absorption de certains cristaux de terres rares.

L'existence de ces résidus de polarisation paraît devoir être très importante pour l'explication des phénomènes de Zeeman longitudinaux anormaux. Nous verrons que les autres bandes anormales étudiées ici présentent un même résidu, mais je n'ai pas fait pour elles la même étude soignée que pour les bandes du fluorure de calcium, car les lames demi-onde et quart d'onde n'étaient pas rigoureusement demi-onde et quart d'onde pour les autres régions du spectre ; néanmoins il semble que cette polarisation circulaire incomplète soit générale pour les bandes anormales de ces corps.

1. H. Becquerel. *C. R.*, **146**, n° 4, 27 janvier, p. 154 à 156 et n° 6, 10 février, p. 257, 1908. *Le Radium*, 5, n° 4, avril, p. 112, 1908.

1. H. Becquerel. *C. R.*, **146**, n° 9, 2 mars 1908. *Sur quelques spectres de phosphorescence*, p. 444 et 445.

2. J. Becquerel. *Proceed. Amsterdam*, 10, 550, 1908.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du fluorure de calcium.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observation faite [illegible]	Schémas	Observation faite [illegible]
Bande D					
7	[illegible]	1	[illegible]		[illegible]
6	[illegible]	2	[illegible]		[illegible]
5	[illegible]	3	[illegible]		[illegible]
4	[illegible]	4	[illegible]		[illegible]
3	[illegible]	5	[illegible] 0,51 U. A.		[illegible] 0,51 U. A.
2	[illegible]	6			
1	[illegible]	7			
Bande D'					
5	[illegible]	1	[illegible]		[illegible]
4	[illegible]	2	[illegible]		[illegible]
3	[illegible]	3	[illegible]		[illegible]
2	[illegible]	4	[illegible] 0,22 U. A.		
1	[illegible]	5			
Bande D''					
9	[illegible]	1	[illegible]		[illegible]
8	[illegible]	2	[illegible]		[illegible] plet nettement inverse.
7	[illegible]	3	[illegible]		[illegible]
6	[illegible]	4	[illegible]		[illegible]
5	[illegible]	5	[illegible]		[illegible]
4	[illegible]	6	[illegible] 0,50 U. A.		[illegible] U. A. et 0,41 U. A.
3	[illegible]	7			
2	[illegible]	8			
1	[illegible]	9			

Enfin dans le cas particulier du fluorure de calcium il faut remarquer que l'on a un exemple de bande donnant, perpendiculairement aux lignes de force, un quadruplet inverse; ceci est intéressant, car on a trouvé bien peu de raies donnant le même phénomène.

Chlorure de calcium. — Je n'ai étudié pour ce corps que les trois bandes que j'appelle Δ Δ' et Δ'' et qui correspondent aux précédentes D D' D'' du fluorure de calcium mais avec des composantes plus serrées. Elles sont beaucoup moins marquées dans le spectre que les précédentes et cela tient sans doute à la plus faible stabilité de ce composé à haute température. Cela explique pourquoi les photographies 3 et 4 qui les représentent sont moins bonnes que les deux premières, bien que les plaques employées fussent encore des plaques Lumière sensibles pour le jaune[1].

On remarquera que ces bandes se comportent dans le champ magnéti-

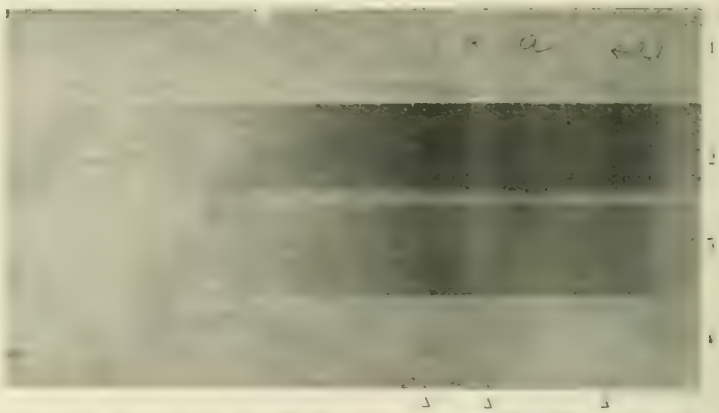


Fig. 3. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du chlorure de calcium. 1 et 4 sans champ. 2 et 3 avec champ. [illegible]

Fig. 4. — Phénomène de Zeeman observé perpendiculairement au champ présenté par le spectre d'émission du chlorure de calcium. 1 et 4 sans champ. 2 et 3 avec champ. [illegible]

[1] [illegible]

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du chlorure de calcium.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en λ	Intensité.	Observation faite parallèlement au champ (amenée à H = 10 000)	Observation faite perpendiculairement au champ (amenée à H = 10 000)
			Bande Δ α sur le cliché.	
7	6180,05	1	Phénomène anormal	Chaque composante
6	6180,36	2	Polarisation circu-	donne un doublet
4	6181,15	5	laire incomplète.	égal pour les deux
3	6181,82	4	L'écart du doublet	directions de vi-
5	6182,65	5	est d'environ = 0,54	bration d'environ
2	6185,60	6	U. A.	0,54 U. A.
1	6184,56	7		
			Bande Δ β sur le cliché.	
2	6192,20	2	Phénomène anormal	Paraît donner un
1	6195,04	5		quadruplet inverse
			Bande Δ.	
5	6207,68	5	Phénomène normal.	Chaque composante
4	6208,44	4	Polarisation circu-	paraît donner un
5	6209,52	5	laire complète.	quadruplet inverse.
2	6210,24	6	L'écart du doublet	L'écart des dou-
1	6211,25	7	est d'environ = 0,54	blets est d'environ
			U. A.	0,54 U. A. et 0,56 U. A.

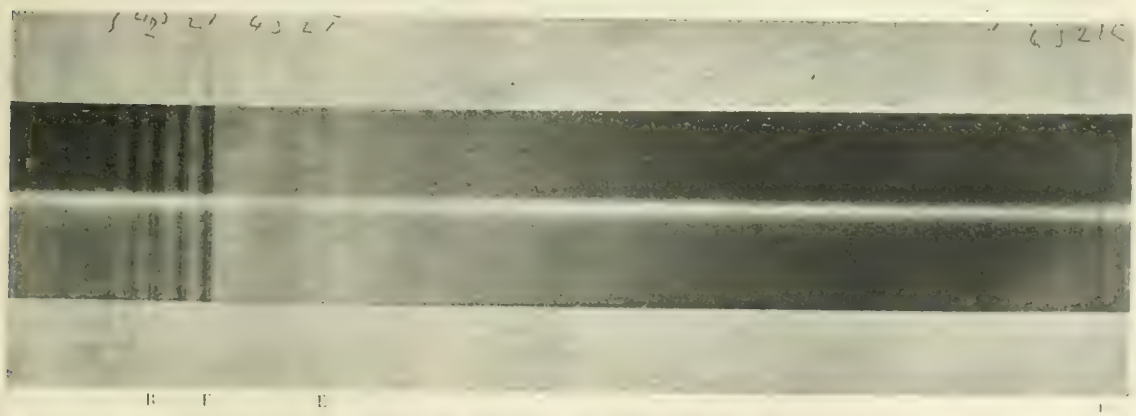
que d'une manière tout à fait analogue à celles du fluorure. J'ai retrouvé cette même similitude dans les bandes du bromure de calcium que j'ai aussi étudiées.

Fluorure de strontium. — Je désigne les bandes du fluorure de strontium de la même manière que M. Fabry. La bande B_2 (vers λ = 578) qu'on voit assez facilement, donne un phénomène de Zeeman très petit, dans le genre de celui des bandes B du fluorure de calcium. Les autres bandes D' E E' E'' E''' que j'ai photographiées donnent un phénomène notable ; pour la bande D', dont les composantes sont peu intenses et assez serrées, les clichés ne peuvent renseigner nettement car les doublets empiètent les uns sur les autres ; au contraire pour E E' E''' les résultats ne sont pas douteux (photographies 5 et 6) ; E'' a une intensité trop faible pour qu'on puisse être affirmatif. On trouvera à la page 298 le tableau numérique relatif à ce corps.

Chlorure de strontium. — Ce corps donne un des plus beaux spectres de toute cette série ; on y trouve un grand nombre de bandes, les composantes

Phot. 5. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du fluorure de strontium 1 et 4 sans champ 2 et 3 avec champ.

La raie B (λ = 6505,91) et la bande E (qui part de λ = 6652,45) donnent le phénomène normal ; les bandes I (λ = 6541,81) et F (λ = 6527,79) sont anormales (H = 15 750)



Phot. 6. — Phénomène de Zeeman (observation perpendiculaire au champ) présenté par le spectre d'émission du fluorure de strontium 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ

La raie B donne un triplet pur, les bandes F, I et E donnent un doublet, le même pour les deux directions (H = 15 000)

[illegible] bandes étant dégradées vers le violet et diminuant d'intensité en allant vers le violet, comme

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du fluorure de strontium.

Numéro d'ordre [illegible]	Longueur d'onde [illegible]	Intensité	[illegible]	Observations [illegible]
			[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
			Bande E	
10	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
6	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	6498,95	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
			[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
5	[illegible]	[illegible]	[illegible]	la bande E.
[illegible]	6517,51	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
			[illegible]	
[illegible]	[illegible]	1,5	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	6622,59	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
			[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]		

cela se présente d'ailleurs pour les bandes contenues dans les trois tableaux précédents. Sur les clichés obtenus, on trouve deux bandes (c) et (d) très intenses, la première partant de $\lambda = 6558,58$ et la seconde de $\lambda = 6562,59$ et dont les composantes sont mélangées à partir d'un certain moment ; elles sont toutes deux très nettement sensibles au champ magnétique, mais elles donnent un phénomène beaucoup plus compliqué que les autres bandes étudiées dans ce mémoire ; je ne parlerai pas ici de ces bandes, remettant à une publication ultérieure les résultats que leur étude m'a fournis. Je me limiterai aux bandes (e) (f) (g) (h) (i) qui sont rapportées dans le tableau de la page 299 et dont quelques-unes sont reproduites dans les photographies 7 et 8.

Il faut remarquer dans ce tableau la bande (h) qui donne un quadruplet normal bien net, le premier rencontré ici, et qui rappelle, tout en étant un peu plus grand, le quadruplet donné par la raie D_1 du sodium.

Fluorure de baryum. — Les bandes du fluorure de baryum que j'ai étudiées se trouvent dans le bleu ; il n'y en a qu'une qui soit intense, c'est la bande A. Les photographies ont été pénibles à faire à cause du peu d'éclat de la flamme. Le tableau de la page 300 et les photographies 9 et 10 (pages 299 et 300) donnent les résultats obtenus ; cette fois les bandes et les composantes sont dégradées vers le rouge.

Les écarts des doublets trouvés sont plus petits que les précédents ; il ne faut pas s'en étonner car les longueurs d'onde sont plus petites que dans le cas du calcium et du strontium ; en outre il ne paraît pas y avoir de relation à établir entre ce spectre et les précédents puisque la texture des bandes n'est plus la même.

Chlorure de baryum. — Pour ce corps comme pour le précédent les photographies ont été difficiles. En observant visuellement avec un oculaire les modifications éprouvées par le spectre sous l'influence du

[illegible] spectre d'émission du fluorure de strontium 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

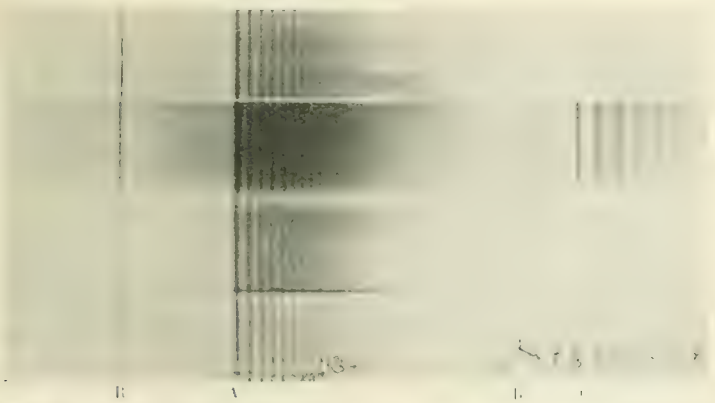
[illegible]

Phot. 8 — Phénomène de Zeeman observation perpendiculaire au champ présenté par le spectre d'émission du chlorure de strontium. 1 et 4 sans champ. 2 et 3 avec champ.

Le raie B donne un triplet pur. La raie A donne un quadruplet régulier. Les bandes [illegible] contiennent des doublets [illegible] dont les deux directions de vibration. H = 17.000.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du chlorure de strontium.

Numéro d'ordre arbitraire.	Longueur d'onde en U. A.	Intensité.	Observation faite parallèlement au champ (commence à H = 10.000)	Observation faite perpendiculairement au champ (commence à H = 10.000)
			Bande e	
4	6485.16	1.6	Probablement phénomène normal	Chaque composante peut donner un doublet symétrique.
3	6486.96	1.8		
2	6488.93	2		
1	6490.85	2		
			Bande f	
7	6506.01	1	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ 0.45 U. A.	Chaque composante donne un quadruplet presque symétrique qui se sont inversés, et dont les doublets sont d'environ 0.17 U. A et 0.51 U. A.
6	6508.86	2		
5	6601.73	3		
4	6604.57	4		
3	6607.32	5		
2	6540.59	6		
1	6543.59	7		
			Bande a	
6	6604.96	2	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ 0.46 U. A.	Se comporte comme la bande f. Les doublets sont d'environ 0.40 U. A. et 0.59 U. A.
5	6607.88	3		
4	6610.76	4		
3	6613.72	5		
2	6616.74	6		
1	6619.81	7		
			Bande a	
6	6729.16	1.5	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ + 0.48 U. A.	Chaque composante donne un quadruplet normal dont les doublets sont d'environ 0.18 U. A et 0.25 U. A.
5	6752.12	2		
4	6755.28	2.5		
3	6758.25	3		
2	6741.41	3.5		
1	6744.61	4		
			Bande e	
6	6739.92	0.5	Phénomène normal. L'écart du doublet est d'environ + 0.45 U. A.	Chaque composante donne un doublet quelquefois égal pour les deux directions de vibration, d'environ 0.18 U. A.
5	6743.07	0.7		
4	6746.22	0.9		
3	6749.19	1.1		
2	6752.41	1.3		
1	6755.51	1.5		



Phot. 9 — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du fluorure de baryum. 1 et 4 sans champ. 2 et 3 avec champ.

La raie B λ = 4954 ucc et la bande C qui part de λ = 4900.71 sont [illegible] les bandes A λ = 4908.8 et B λ = 4902.25 sont [illegible] H = 17.500.

champ magnétique on a eu les résultats suivants dont quelques-uns sont naturellement moins certains que ceux donnés par les photographies : on trouve d'abord les bandes M et P constituées par des composantes dégradées vers le rouge, tandis que les bandes mêmes sont dégradées vers le violet, et qui se retrouvent sur les photographies 11 et 12 pages 500 et 501 ; à cause de l'extrême [illegible] de ces deux bandes il est difficile de voir nettement comment se comporte la bande M sous l'action du champ ; on rencontre ensuite en allant vers le rouge une bande faible λ = 5166.08

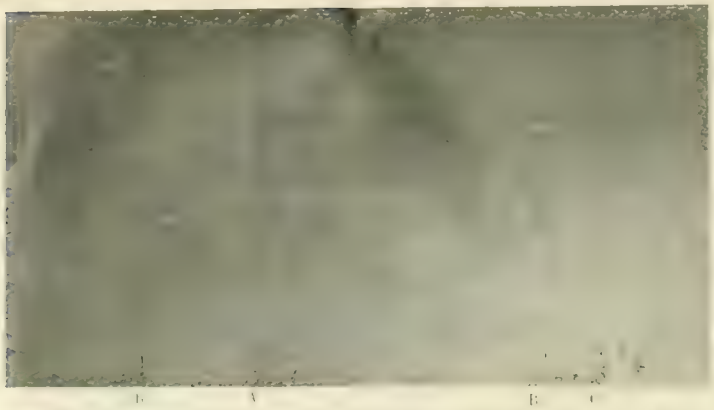


Fig. 10. — Phénomène de Zeeman observé perpendiculaire au champ présenté par le spectre d'émission du fluorure de baryum. 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

Les raies B sont du premier ordre. La bande A comme quadruplet. H = 17 000.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du fluorure de baryum.

Numéro d'ordre alphabétique	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Observations faites perpendiculairement au champ (phénomène longitudinal) H = 10 000	Observations faites parallèlement au champ (phénomène transversal) H = 10 000
			Bande A	
1	1002.[illegible]	10	Phénomène normal.	Triplet.
2	1002.[illegible]	[illegible]	Triplet.	Triplet.
3	1001.77	8	Triplet.	Triplet.
4	1001.[illegible]	1	U. A.	Triplet.
5	1000.[illegible]2	6		
6	1000.[illegible]	1		
7	1000.[illegible]	1		
8	1000.[illegible]	3		
9	1000.[illegible]	3		
10	1000.[illegible]	2		
11	1000.22	1		
			Bande B	
15	1002.25	1	Phénomène normal.	
16	1001.15	1	Triplet.	
			U. A.	
			Bande C	
18	1000.[illegible]	6	Phénomène normal.	
19	999.[illegible]	1	Triplet.	
20	999.[illegible]	1	Triplet.	
21	999.[illegible]	1	U. A.	
22	999.[illegible]	2		
23	999.[illegible]	2		

qui paraît donner le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ainsi que les bandes $\lambda = 5192.16$ et $\lambda = 5244.50$ (bande Q) ; tandis que les bandes $\lambda = 5168.17$ très peu intense et $\lambda = 5244.50$ (bande R) semblent donner le phénomène normal : il faut remarquer en passant que les composantes des bandes Q et R sont très serrées, ce qui rend encore plus difficile l'observation du phénomène de Zeeman.

On trouvera à la page 501 le tableau des résultats obtenus.

En résumé, il est établi que les composantes des bandes d'émission des fluorures et chlorures alcalino-terreux volatilisés dans la flamme présentent le phénomène de Zeeman aussi bien dans le sens des lignes de force que perpendiculairement au champ. Dans le premier cas certaines de ces bandes donnent le phénomène normal, d'autres au contraire montrent le phénomène longitudinal anormal. Perpendiculairement au champ, toutes les composantes des bandes sensibles au champ donnent des doublets ou des quadruplets normaux ou anormaux.

Si l'on veut essayer de rapprocher entre elles les bandes de ces différents spectres, il convient d'abord de grouper ensemble les composés du calcium et du strontium, ceux du baryum restant à part. En effet, si l'on se limite aux bandes étudiées dans ce mémoire en détail, celles qui sont relatives aux deux premiers corps sont dégradées vers le violet, tandis que pour les composés du baryum c'est l'inverse. En outre le type de la formule des fréquences des composantes d'une bande est $N = A - (C + Bm)^2$ pour les sels de calcium et de strontium, tandis qu'il est $N = A - (C - Bm)^2$ pour le fluorure de baryum et $N = A + (Bm + C)^2$ pour le chlorure de baryum (ABC sont positifs, pour $m = 0$ on obtient la fréquence de la composante la plus intense de la bande).

Il y a lieu d'espérer que l'existence du phénomène de Zeeman pour toutes ces bandes permettra de trouver des liens nouveaux entre elles et de faciliter l'étude très compliquée de leurs rapports avec la composition chimique, par exemple, du corps qui les émet.

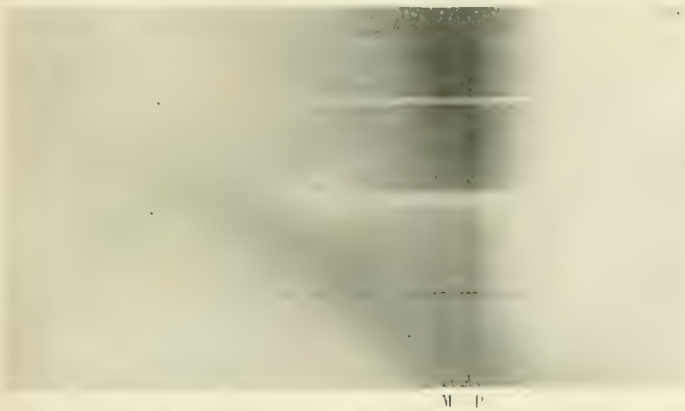
IV. *Étude du spectre du fluorure de silicium.*

[illegible] étudié de la même façon

Fig. 11. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le spectre d'émission du chlorure de baryum. 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

La raie [illegible] et la bande M [illegible] sont normales. H = 17 000.

l'action d'un champ magnétique sur le beau spectre du fluorure de silicium dans les tubes de Geissler. On s'est limité à la recherche du phénomène de Zeeman longitudinal pour les bandes d'émission de ce corps.



Phot. 12. — Phénomène de Zeeman observation perpendiculaire au champ présenté par le spectre d'émission du chlorure de baryum 1 et 4 sans champ, 2 et 3 avec champ.

La bande P donne un doublet presque égal pour les deux directions de vibration H = 17 000.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman sur certaines bandes du spectre d'émission du chlorure de baryum.

Numéro d'ordre arbitraire.	Longueur d'onde en U. A	Intensité.	Observation faite parallèlement au champ ramenée à H 10,000.	Observation faite perpendiculairement au champ ramenée à H 10 000	Remarque.
			Bande M		
13	5118,62	1,4	Paraît donner le phénomène anormal	Paraît donner un doublet symétrique	
12	5120,07	1,7			
11	5121,46	2			
10	5122,80	2,3			
9	5124,20	2,6			
8	5125,58	2,9			
7	5126,95	3,2			
6	5128,50	3,5			
5	5129,69	3,8			
4	5151,02	4,1			
3	5152,50	4,4			
2	5153,65	4,7			
1	5154,90	5			
			Bande P		
18	5117,05	4,8	Phénomène anormal L'écart du doublet est d'environ — 0,26 U. A.	Chaque composante donne un quadruplet presque symétrique, qui serait inversé et dont les doublets sont d'environ 0,26 U. A et 0,29 U. A	
17	5118,45	5,1			
16	5119,85	5,4			
15	5121,17	5,8			
14	5122,45	6,1			
13	5123,75	6,4			
12	5125,12	6,7			
11	5126,58	7			
10	5127,66	7,3			
9	5129,04	7,6			
8	5150,51	7,9			
7	5151,67	8,2			
6	5152,8	8,5			
5	5154,12	8,8			
4	5155,55	9,1			
3	5156,69	9,4			
2	5157,81	9,7			
1	5159,07	10			
			Bande Q		
4	5239,92	0,5	Phénomène anormal.	"	Résultat de l'observation visuelle seule.
3	5240,45	1			
2	5240,95	1,5			
1	5241,50	2			
			Bande R		
4	5242,84	0,5	Phénomène normal	"	id.
3	5243,29	1			
2	5245,76	1,5			
1	5247,50	2			

Tube de Geissler employé.

Remarquons d'abord qu'il faut faire passer la décharge dans le tube parallèlement aux lignes de force si l'on veut éviter les phénomènes accessoires gênants constatés par M. Chautard, puis M. Cotton[1], quand le tube de Geissler a sa partie capillaire perpendiculaire au champ. Mais cela ne suffit pas car la plus grande difficulté qu'on rencontre quand on veut étudier le phénomène de Zeeman longitudinal sur le spectre d'un gaz renfermé dans un tube de Geissler est de mettre la source de lumière *tout entière* dans le champ magnétique : en effet, si une portion lumineuse du tube n'est pas dans le champ, elle donne le spectre ordinaire de la substance et on obtient sur la plaque photographique le mélange du spectre ordinaire et du spectre modifié par le champ; comme on ne peut obtenir entre pièces polaires percées, avec les électro-aimants ordinaires, un champ considérable, l'effet Zeeman est petit et dans ces conditions il passe inaperçu.

Dans le cas particulier du fluorure de silicium, il y a une autre difficulté : le gaz se décompose sous l'influence de la décharge et le tube se vide presque complètement. Il suffit pour éviter cela d'opérer, comme Capstick[2] et Gehlhoff[3], c'est-à-dire de faire entrer de temps en temps du gaz neut dans le tube ou de faire traverser le tube à décharge par un lent courant de gaz à la pression convenable. Enfin pour éviter que les dépôts produits par la décomposition du gazrendent opaque la paroi transparente du tube au travers de laquelle la lumière doit passer, il faut qu'elle soit le plus loin possible de la région lumineuse du gaz.

Le tube que j'ai employé, dans un entrefer de 12,8 millimètres entre les pièces polaires, est représenté par la figure 2 (page 502). Les parois en sont constituées par les pièces suivantes, en allant de gauche à droite : un tube de verre contenant l'anode en aluminium A, une cuvette C recouverte du couvercle C', tous deux en aluminium aussi et un tube de verre U fermé par une plaque de glace non trempée V ; les joints des différentes parties du récipient ainsi constitué sont faits au mastic golaz[4].

1 A. Cotton. *Le phénomène de Zeeman*, p. 51.
2 Capstick. *Proc. Roy. Soc.*, 63 556 1898.
3 Gehlhoff. *Annalen der Physik*, 24 555 1907.
4. Sous l'action de la décharge qui le traverse, le tube de Geissler s'échauffe; de même, la température de l'électro-aimant qui supporte le tube, s'élève beaucoup par suite du

La source lumineuse est constituée par la partie capillaire S tout entière dans le champ magnétique; la cathode est la cuvette C; afin de ne pas avoir de

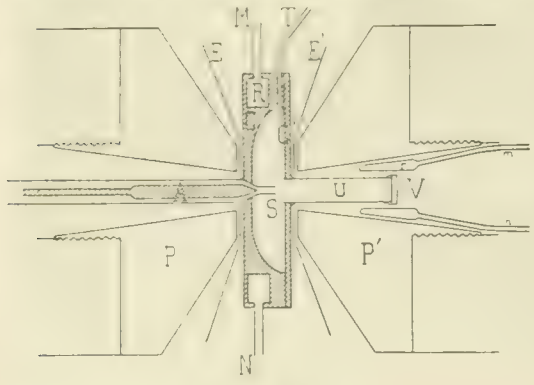


Fig. 2

lumière réfléchie par l'anode A, celle-ci est taillée en pointe à son extrémité voisine de S; enfin la lumière émise est utilisée dans la direction SV, elle passe donc dans l'axe des noyaux de l'électro-aimant dont on voit les pièces polaires en P P'. Deux chapeaux en ébonite E et E' empêchent le contact du tube et de l'électro-aimant.

Le gaz neuf arrive par le petit tube d'aluminium T et s'en va par le tube de verre contenant l'anode et relié à la pompe; un manomètre à mercure donne la pression du gaz à son arrivée au tube T et un autre manomètre à mercure est placé entre le tube A et la pompe. L'admission du gaz est commandée par un robinet non figuré sur le dessin et un autre robinet permet de régler l'action de la pompe Géryck qui fait le vide; on ouvre convenablement ces deux robinets de manière que le gaz circule constamment dans le tube où passe la décharge et que la pression s'y maintienne égale à quelques millimètres de mercure, opération rendue très facile par l'existence des deux manomètres.

Le gaz a été préparé à la manière classique, en faisant agir de l'acide sulfurique pur en excès sur un mélange de silice et de fluorure de calcium; on l'a desséché sur de l'anhydride phosphorique et recueilli dans un réservoir en verre muni des robinets convenables et relié au tube T.

Spectre du fluorure de silicium. — Quand on [illegible] illumine un pareil tube par la décharge ordinaire d'une bobine d'induction, on obtient une lumière bleue assez éclatante et qui, vue au spectroscope, donne un spectre de bandes magnifiques. Les bandes sont formées de composantes à structure très complexe, dégradées vers l'extrémité rouge du spectre et constituées en général par une arête à bord net du côté du violet, accompagnée du côté du rouge par un fond continu où l'on voit pour quelques-unes d'entre elles une raie sombre ressemblant à une raie d'absorption, puis en allant encore du côté du rouge, ce fond devient discontinu tout en diminuant d'intensité; quant aux bandes elles-mêmes formées de plusieurs des composantes précédentes, elles sont dégradées dans le même sens, c'est-à-dire que l'intensité des composantes diminue en allant vers le rouge.

Phénomène de Zeeman longitudinal. — Les photographies 13 et 14 (page 305) reproduisent ce spectre quand le champ magnétique est créé (H = 10 900) et que l'analyseur bicirculaire est en place. On y peut voir que certaines composantes présentent le phénomène longitudinal anormal, tandis que d'autres donnent le phénomène normal dont la raie du mercure (raie 15) fixe le sens; la photographie 14 étant moins intense que la précédente montre ces actions du champ avec plus de netteté. Le tableau suivant donne l'ensemble des résultats.

Les mesures approximatives faites pour ces composantes relativement au phénomène de Zeeman, jointes aux observations suggérées par l'aspect général du spectre, ont permis de classer très facilement les composantes les plus intenses en trois bandes désignées dans le tableau précédent par les lettres X Y et Z.

Pour la bande X dont les fréquences[1] sont données d'une manière assez satisfaisante par la formule $N = 24577,7 - 1,848\,m + 41,072\,m^2$, le phénomène de Zeeman longitudinal est normal et la valeur approximative des doublets des composantes est de $= 0,20$ U. A. pour un champ de 10 000 gauss.

La bande Y représentée par $N = 25481,7 - (1,576\,m + 51,92)^2$ donne un phénomène anormal de valeur moyenne $= 0,10$ U. A. dans les mêmes conditions.

Enfin la bande Z correspondant à $N = 24177,1 - (1,955\,m + 58,12)^2$ se comporte comme la précédente et la valeur moyenne des doublets obtenus est de $= 0,15$ U. A. pour le même champ de 10 000 unités.

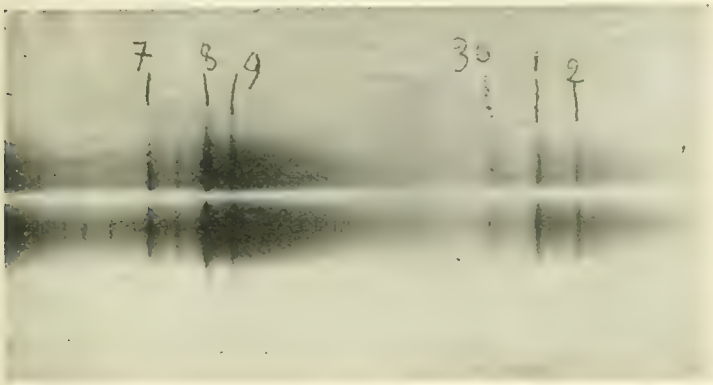
Il faut remarquer qu'il existe encore des composantes moins intenses que les précédentes et que je n'ai pas groupées en bandes, ainsi que deux raies $\lambda = 4128,06$ et $\lambda = 4150,87$ qui paraissent appartenir au silicium et qui donnent le phénomène normal[2].

1. On a pris les inverses des longueurs d'onde dans l'air, sans les corriger [illegible] exactement dans le vide ce qui aurait été plus correct.

2. Ces deux raies n'apparaissent qu'après une certaine durée de fonctionnement du tube et elles sont dues sans doute au sili

Phot. 13. — Phénomène de Zeeman longitudinal présenté par le [illegible] émission du fluorure de silicium de λ = 4550 à gauche à λ = 4465 à droite.

[illegible] λ = 4558 du mercure donne le phénomène normal, la bande [illegible] des composantes 17, 19, 22, 2[illegible] [illegible] bande 20, 23, 2[illegible], etc., est [illegible] bande 18, 21, 2[illegible] H = 10900.



Phot. 14. — Suite de la phot. n° 13, allant de λ = 4465 à gauche à λ = 4540 à droite.

Les composantes 29, 32 de la bande 17 sont normales, les composantes 28, 31 de la bande 20 et 27, 30 de la bande 18 donnent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal. H = 10900.

V. — *Étude du second spectre de l'hydrogène.*

Tous les spectres étudiés jusqu'à présent sont des spectres dus à des corps composés, comme M. Cotton et moi[1] l'avions fait remarquer au cours de ces recherches. Il y avait lieu de se demander, puisque ces spectres appartiennent à des molécules, si l'on ne pourrait trouver des spectres dus à des molécules de corps simples cette fois, et où l'on rencontrerait ce même phénomène anormal. L'expérience a répondu affirmativement pour le second spectre de l'hydrogène, qui, ainsi

Resultats de l'étude du phénomène de Zeeman longitudinal sur les bandes du spectre d'émission du fluorure de silicium dans les tubes de Geissler.

Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10 000 unités	Classement des composantes des bandes	Numéro d'ordre arbitraire	Longueur d'onde en U. A.	Intensité	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10 000 unités	Classement des composantes des bandes
4	4240.81	4	Normal	+ 0.17 U. A.		20	[illegible]	20	Anormal	− 0.13 .	/
5	4270.19	3	Anormal	− 0.11		21	[illegible]	5	id.	− 0.09	\
6	4271.55	5	Normal	+ 0.15		22	[illegible]	10	Normal	+ 0.18 . . .	\
7	4295.71	2	Anormal	″		23	4430.55	15	Anormal	− 0.11 . . .	/
8	[illegible]	1	id.	″		24	[illegible]	4	id.	− 0.08 . . .	\
9	4301.29	4	id.	− 0.15		25	4462.05	10	id.	− 0.16 . . .	/
10	4304.21	6	Normal	+ 0.15		26	[illegible]	7	Normal	+ 0.20 . . .	\
11	4329.44	3	Nul	0		27	[illegible]	5	Anormal	− 0.11 . . .	\
12	4333.96	5	Anormal	− 0.10		28	4495.83	8	id.	− 0.18 . .	/
13	4338.17	4	Normal	+ 0.17		29	[illegible]	6	Normal	+ 0.20 . . .	\
14	4353.91	1	Nul	0		30	[illegible]	1	Anormal	− 0.10 . .	\
15	[illegible]	10	Normal	+ 0.34 . . .	[illegible]	31	4531.70	5	id.	− 0.18 . .	/
16	[illegible]	3	id.	″		32	[illegible]	2	Normal	″	\
17	[illegible]	18	id.	+ 0.19 . . .	\	33	4565.05	0,5	Anormal	″	\
18	[illegible]	6	Anormal	− 0.11 . .	\	34	[illegible]	1	id.	″	
19	[illegible]	15	Normal	+ 0.19	\	35	4575.21	0,5	″	″	

cium qui se dépose sur l'anode. Elles présentent très nettement le phénomène de Doppler : au lieu d'avoir comme d'ordinaire une raie rectiligne, on obtient pour chacune de ces deux radiations une raie déformée avec point de rebroussement. Il me paraît possible d'admettre qu'elles soient dues à du silicium [illegible] l'on calcule, à l'aide de l'effet Doppler [illegible] 0,09 U. A., [illegible] vitesse du déplacement, on trouve [illegible] triques, mal définies d'ailleurs, dans lesquelles le tube fonctionnait, une vitesse d'environ 7 kilomètres [illegible]

1. A. Dufour. *C. R.*, 146-231-1908.

que je l'ai montré[1], appartient bien à l'hydrogène et caractérise sans doute sa molécule.

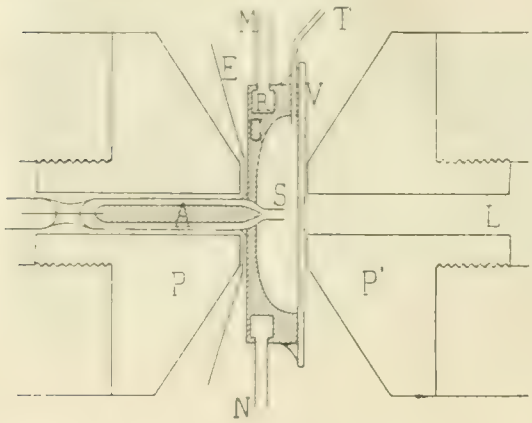


Fig. 5

Tube de Geissler employé. — La figure 5 représente le tube dont je me suis servi, l'entrefer étant de 11,4 millimètres entre les pièces polaires; on y retrouve les parties essentielles de celui qui a servi pour le fluorure de silicium avec les simplifications suivantes : comme on n'a plus à craindre ici les dépôts dus au gaz, la plaque de verre V a pris la place du couvercle d'aluminium C' de la figure 2; le courant de gaz permanent n'étant plus indispensable, on a scellé dans le verre le fil de platine qui porte l'anode A : l'hydrogène préparé par diffusion au rouge au travers d'un osmo-régulateur en platine arrive par le tube T : c'est par ce même tube d'ailleurs qu'on fait le vide. Un pareil tube de Geissler plus commode à manier que le précédent a une durée limitée parce que la décharge lèche la plaque de verre V en son centre. Au bout de plusieurs jours, le verre s'altère et on n'a presque plus de lumière dans la direction utile SL.

[1] A. Dufour, *Thèse*, 1906; *Ann. de Ch. et de Phys.*, 8 série, 9, 561, 1907.

Phénomène de Zeeman longitudinal. — J'avais déjà signalé quelques raies jaunes et vertes de ce second spectre, qui présentent le phénomène de Zeeman, mais je ne les avais étudiées à ce point de vue qu'avec la lumière émise perpendiculairement au champ.

Ici, au contraire, je n'ai étudié que le phénomène de Zeeman longitudinal soit visuellement à l'oculaire dans la partie du spectre où l'œil est sensible, soit à l'aide de la photographie dans le bleu et le violet, en recherchant surtout les raies anormales. J'ai naturellement retrouvé toutes les raies que j'avais déjà signalées comme sensibles au champ magnétique, mais dans cette région du spectre elles ont paru toutes présenter le phénomène de Zeeman longitudinal normal, sauf une, la raie $\lambda = 5778$ qui est anormale, l'écart du doublet étant faible; tout près d'elle, on trouve la raie $\lambda = 5784,4$ qui donne le phénomène normal. Je n'ai pas fait de photographie dans cette région. Le tableau suivant donne l'ensemble des résultats obtenus dans le bleu et le violet; la photographie 15 en reproduit une partie.

On voit d'après ce tableau qu'on doit partager ces raies en trois groupes : le premier formé des raies qui donnent le phénomène normal, elles sont nombreuses; le second renferme des raies insensibles au champ ou du moins qui ont paru telles dans le faible champ atteint ($H = 11\,700$); enfin le troisième constitué de raies qui présentent le phénomène longitudinal anormal, et qui sont à la vérité peu nombreuses et peu intenses, sauf les raies α et β, comme on peut le voir sur la reproduction du cliché original. Je n'ai pas trouvé de relation entre leurs fréquences; d'ailleurs la structure du second spectre de l'hydrogène apparaît comme fort compliquée, et on n'a pas encore pu y grouper les raies d'une manière systématique. Ici encore, l'étude du phénomène de Zeeman étendue à tout le second spectre de l'hydrogène permettra sans aucun doute de faciliter la recherche de ces groupements.

Fig. 15. — Phénomène de Zeeman longitudinal pour le second spectre de l'hydrogène de $\lambda = 4610$ à gauche à $\lambda = 4770$ à droite.

[illegible] $H = 11\,700$.

Résultats de l'étude du phénomène de Zeeman longitudinal sur les raies du second spectre de l'hydrogène dans les tubes de Geissler de λ 4340 à λ 4765.

Numéros des raies	Longueurs d'onde	Intensités	Nature du phénomène observé	Valeur approximative du doublet pour un champ de 10.000 unités	Observations
30	4340,29	10	Normal	?? . . .	Raie du premier spectre
31	4358,29	10	id.	0,28 [illegible]	Raie du second spectre
32	4359,15	5	Nul	0	
33	4381,51	5	Normal	+ 0,06	
34	4400,94	5	Nul	0	
35	4398,19	4	Anormal	— 0,03 . . .	Phénomène très petit.
36	4412,51	6	Normal	+ 0,11	
37	4414,36	4	Nul	0	
38	4415,06	2	Normal	+ 0,09	
39	4417,58	5	id.	+ 0,05	
40	4423,74	2	id.	??	
41	4435,50	4	id.	+ 0,08	
42	4447,29	4	id.	+ 0,02	
43	4456,67	7	Nul	0	
44	4458,80	5	Normal	+ 0,02	
45	4461,02	6	id.	+ 0,16	
46	4467,19	5	Nul	0	
47	4471,51	2	Normal	??	
48	4486,15	2	id.	??	
49	4487,85	5	id.	0,18	
50	4490,48	5	id.	+ 0,05	
51	4498,14	5	id.	+ 0,20	
52	4498,58	5	Nul	0	
53	4502,02	6	id.	0	
54	4504,70	7	id.	0	
55	4514,58	5	id.	0	
56	4520,04	4	Anormal	0,05 .	Phénomène très petit.
[illegible]	4525,29	2	id.	— 0,06 . . .	Un peu douteuse
57	4524,22	5	Normal	+ 0,09	
[illegible]	4532,05	5	Anormal	— 0,05	
58	4537,64	5	Nul	0	
59	4538,57	4	Normal	+ 0,14	
60	4539,21	1	id.	??	Flou.
61	4545,75	5	Nul	0	
62	4551,09	7	id.	0	
[illegible]	4558,54	4	Anormal	— 0,09 . . .	Douteuse
63	4565,71	5	Nul	0	
64	4568,14	8	id.	0	
1	4576,82	5	id.	0	
2	4577,99	4	id.	0	
3	4579,43	4	id.	0	
4	4579,98	8	id.	0	
5	4581,51	7	Normal	0,14	
6	4582,56	6	Nul	0	
7	4598,47	2	Normal	+ 0,19 . . .	Diffuse
8	4607,42	5	id.	??	
9	4618,50	5	id.	+ 0,06	
10	4625,55	4	id.	+ 0,17	
11	4627,99	6	id.	+ 0,12	
12	4631,46	5	id.	+ 0,15	
13	4634,86	7	id.	+ 0,18	
14	4634,03	8	Normal	+ 0,15	
15	4634,61	6	id.	+ 0,09	
16	4641,57	4	Nul	0	
[illegible]	4655,05	4	Anormal	— 0,12 . . .	Phénomène anormal net.
17	4661,42	2	Nul	0	
18	4662,85	4	id.	0	
19	4664,65	2	id.	0	
[illegible]	4667,14	4	Anormal	— 0,09	
20	4674,52	5	Nul	0	
[illegible]	4673,14	1	Anormal	— 0,11 . . .	Phénomène anormal net.
21	4679,42	5	Nul	0	
22	4682,57	5	id.	0	
23	4685,86	5	id.	0	
24	4690,24	5	id.	0	
[illegible]	4692,11	1	Anormal	0,14	Un phénomène anormal net.
25	4709,57	2	Normal	??	
26	4719,06	4	id.	0,05	
27	4725,05	5	id.	+ 0,10	
28	4761,59	2	Nul	0	

VI. — *Résumé et conclusions.*

Les principaux résultats nouveaux établis dans le présent travail peuvent être résumés ainsi :

1° On a d'abord étudié au point de vue de l'action du champ magnétique les *bandes* des spectres *d'émission* des fluorures et chlorures de différents métaux volatilisés dans la flamme. On sait que ces bandes sont formées d'un certain nombre de composantes dégradées d'un certain côté variable avec le corps considéré, et dont les fréquences vérifient la formule spéciale aux bandes $N = A \pm (C \pm Bm)^2$ établie par M. Deslandres.

Parmi ces bandes, il y en a dont les composantes présentent le phénomène de Zeeman aussi bien dans la direction des lignes de force que perpendiculairement au champ; les écarts des doublets sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus d'ordinaire pour les raies; les mêmes résultats s'observent aussi sur les composantes des bandes renversées, quand ce renversement est possible. Les mesures approximatives que j'ai faites semblent indiquer que toutes les composantes d'une même bande se comportent de la même manière dans le champ magnétique; de nouvelles mesures plus précises seront faites ultérieurement pour fixer ce point.

2° Le phénomène de Zeeman longitudinal qu'on observe pour les bandes de ces corps est tantôt normal, tantôt anormal, le phénomène normal étant caractérisé par la règle suivante bien connue : le sens de rotation de la vibration accélérée du doublet magnétique est le même que celui des courants d'Ampère relatifs au champ. Il n'y a aucun doute sur l'existence simultanée de ces deux phénomènes pour ces bandes d'émission puisqu'on les obtient souvent à la fois et en même temps sur le même cliché. Les composantes qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal normal donnent des doublets magnétiques dont les polarisations circulaires sont complètes et qu'on peut par conséquent complètement séparer à l'aide d'un analyseur bicirculaire; au contraire, celles qui donnent le phénomène longitudinal anormal fournissent des doublets à polarisations circulaires incomplètes; ces deux résultats ont été constatés sans doute possible pour les bandes D D D′ du fluorure de calcium.

3° Quand l'observation du phénomène de Zeeman est faite avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force, on voit chaque composante des bandes précédentes se transformer de manière à donner pour l'ensemble des deux directions possibles de vibration, soit des quadruplets normaux comme la bande (*h*) du chlorure de strontium, soit des doublets symétriques, c'est le cas le plus fréquent, soit enfin des quadruplets inverses, fait qui est intéressant à cause de sa rareté et dont la bande D″ du fluorure de calcium donne un exemple. Des tableaux numériques et des photographies précisent les résultats obtenus.

4° On a étudié aussi le spectre du fluorure de silicium dans un tube de Geissler au double point de vue de sa constitution spectroscopique et de la façon dont il se modifie dans le champ magnétique, mais seulement pour le phénomène de Zeeman longitudinal.

[illegible] avoir décrit le tube de Geissler parcouru par un courant permanent du gaz étudié et qui grâce à sa construction spéciale m'a permis de ne donner à la partie lumineuse du gaz qu'une longueur de quelques millimètres et de la placer tout entière dans le champ magnétique, j'indique les résultats obtenus.

J'ai pu classer les composantes les plus intenses de ce spectre, toutes dégradées vers le rouge, en trois bandes, dégradées aussi vers le rouge, dont je donne les longueurs d'onde dans l'air ainsi que les formules des fréquences qui leur appartiennent : le phénomène de Zeeman longitudinal présenté par les composantes de l'une de ces bandes est normal, tandis que pour les deux autres il est anormal, les valeurs des écarts des doublets magnétiques n'étant pas les mêmes pour les différentes bandes. Un tableau de nombres et deux photographies fixent les résultats.

5° Enfin j'ai retrouvé les exemples précédents donnés par les bandes des spectres des corps *composés* pour les raies du second spectre de l'hydrogène dans un tube de Geissler, spectre que j'avais été conduit à attribuer à la molécule de l'hydrogène. Les observations faites parallèlement aux lignes de force ont complété mes recherches antérieures et montré que les raies se partagent en trois groupes : les unes donnent le phénomène normal, d'autres sont insensibles au champ, enfin un troisième groupe (α, β, sur les clichés) est formé de raies qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal.

En résumé, si l'on s'en tient aux résultats obtenus jusqu'ici, il semble bien que le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ne se présente, soit pour les spectres d'émission que j'ai étudiés, soit pour les spectres d'absorption des terres rares, que dans les spectres de *molécules* [1].

Un moyen simple d'expliquer les faits serait de supposer, comme le fait M. Jean Becquerel, l'existence des électrons négatifs et des électrons positifs : les bandes et les raies donnant le phénomène normal seraient émises par des électrons négatifs ; les autres par des électrons positifs. Comme les écarts des doublets obtenus dans tous les cas, sauf pour des bandes du xénothime, sont assez voisins, il faudrait supposer que ces électrons ont des valeurs du même ordre pour [illegible] de la charge à la masse. Les bandes dont les doublets magnétiques ne montrent pas une polarisation circulaire complète seraient émises à la fois par des électrons négatifs et par des électrons positifs ayant le même [illegible]. Cette hypothèse aura évidemment plus de poids s'il existe dans les tubes à vide des électrons positifs analogues aux électrons négatifs connus, comme vient de l'annoncer M. Jean Becquerel [1] ; si cette découverte est établie d'une manière irréfutable [2], il y aura peut-être lieu de tenir compte des électrons positifs dans les théories.

Cependant dans cette voie, une difficulté au moins se présenterait : comment se fait-il que *toutes* les raies des séries, et ceci sans exception connue, donnent le phénomène de Zeeman longitudinal normal ? Elles sont donc dues uniquement à des électrons négatifs ; il y aurait là une différence de propriétés difficile à admettre entre des électrons qui ne se distingueraient les uns des autres que par le signe de leur charge.

Or, ce n'est que dans les spectres émis par une *molécule* vibrante qu'on a constaté actuellement des phénomènes de Zeeman anormaux suivant les lignes de force. Puisque, dans la théorie des électrons, les raies nous imposent les électrons négatifs, on peut se demander si, malgré les apparences, on ne doit pas attribuer les bandes et raies qui fournissent un phénomène anormal à ces mêmes électrons négatifs, vibrant cette fois, non plus suivant des trajectoires probablement assez simples dans l'atome, mais sous l'action de forces très complexes dues à tous les atomes dont la molécule est constituée et parcourant alors des orbites compliquées. Il serait d'ailleurs particulièrement difficile de préciser. Malgré les travaux de Lorentz, de Voigt, sur le phénomène de Zeeman et ceux de Ritz qui est le seul à chercher à expliquer *à la fois* les séries spectrales et la plupart des types connus d'action du champ magnétique, on ne sait rien de précis sur la constitution d'un atome, chaque théorie exigeant des hypothèses dépassant de beaucoup les faits connus ; par conséquent, on sait encore bien moins comment une molécule est constituée.

Que la considération des électrons positifs arrive ou non à s'imposer, une explication quelconque du phénomène de Zeeman devra rendre compte en particulier des faits suivants : on ne connaît pas de raies de séries donnant le phénomène anormal suivant les lignes de force ; il y a des raies insensibles au champ magnétique ; les composantes des bandes, dégradées d'un certain côté, des corps étudiés ici, sont sensibles au champ magnétique, sans donner de triplet pur, pendant que d'autres bandes formées de composantes fines ne subissent pas de modification ; enfin celles des bandes qui donnent le phénomène de Zeeman longitudinal anormal fournissent des doublets dont la polarisation circulaire est incomplète. [2 août 1908.]

1. [illegible] par M. [illegible]

1. J. Becquerel, *C. R.*, 146, n° 25, 22 juin 1908, p. 1508 et 147, n° 2, 13 juillet 1908, p. 121 [illegible] *Le Radium*, 5, 195, juillet 1908.

2. Il faudrait pour cela déterminer d'une manière directe et certaine le signe de la charge de ces électrons et en outre mesurer au moins approximativement leur [illegible]. Pour la détermination du signe de leur charge, après avoir séparé par un champ électrique ou magnétique les électrons des deux signes qui seraient mélangés, l'emploi du cylindre classique de Faraday est particulièrement recommandable. Voir aussi Bestelmeyer, *Physik. Zeitschrift*, 9, n° 16, 541, 1908.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Sur la teneur en radium des sédiments du fond de la mer. — J. Joly (*Phil. Mag.*, 16, 190-197, 1908). — L'examen, par la méthode de l'émanation d'un certain nombre de roches de provenances diverses, a montré que les sédiments marins sont plus riches en radium que les roches de la surface de la terre. Leur teneur en radium varie de 5 à 50 10^{-12} grammes de radium par gramme. Les dépôts les plus riches sont ceux de l'Océan Pacifique central.

Les dépôts sont d'autant plus riches qu'ils sont plus vieux, et, en général, qu'ils sont moins calcaires. D'après l'auteur, le radium serait précipité de l'eau de la mer sous l'influence des matières organiques. Le radium contenu dans l'eau de la mer est en partie sous forme insoluble, une partie de cette substance précipite lentement et peut être recueillie sur filtre.

Étant donnée la quantité importante de radium contenu dans l'eau de mer, il faut admettre que l'eau de mer contient aussi de l'uranium, d'ailleurs en petite quantité. Le professeur Werner a pu mettre l'uranium en évidence dans une argile rouge (*Challenger Collections*) qui contient 50,7.10^{-12} grammes de radium par gramme.

La radioactivité trouvée pour les roches du fond de la mer et pour les roches de la surface de la terre conduirait, si l'on admet que ces roches sont ramollies vers 800 degrés, à réduire l'épaisseur de la croûte terrestre rigide, de 25 à 50 pour 100. M. Moulin.

Sur la répartition du rayonnement des corps radioactifs à propos du travail de M. H. Greinacher. — H. W. Schmidt (*Phys. Zeitsch.*, 15 août 1908, 10-537-A). — Nous avons analysé ici-même le récent travail de Greinacher, montrant que l'impression photographique produite par un cube d'uranium est minimum au voisinage des arêtes[1]. Greinacher expliquait cet effet à l'aide d'un rayonnement secondaire, M. Schmidt montre qu'on peut l'expliquer d'une façon plus simple et plus plausible en invoquant la loi du cosinus (loi de Lambert) très sensiblement vérifiée dans le cas du rayonnement β.

Léon Bloch.

Observation d'une fluorescence à caractère scintillatoire produite par les rayons α. — Erich Regener (*Verh. der Deutsche. phys. Ges.*, 10, 551, 1908). — M. Regener a pu compter récemment les particules α émises par une substance radioactive en analysant au microscope la fluorescence scintillante produite par les chocs des rayons α sur une lame de sulfure de zinc[2]. On peut observer une scintillation analogue dans le cas des rayons β. On place sous l'objectif d'un microscope un porte-objet recouvert de platinocyanure de baryum, et on l'expose au rayonnement β d'une préparation radioactive, recouverte d'une lame de mica (pour arrêter les rayons α). La fluorescence est à peu près uniforme quand la substance active est placée près du platinocyanure, mais elle devient de plus en plus discontinue à mesure qu'on l'en éloigne. Lorsque la distance atteint 10 centimètres, le phénomène prend nettement le caractère d'une scintillation, analogue à celle que produisent les rayons α, et qui peut s'observer jusqu'à 40 ou 50 centimètres. On ne voit presque jamais de points lumineux comme dans le cas des rayons α, mais surtout des taches lumineuses. La mesure du courant de saturation montre que ces taches ne sont pas produites par chaque corpuscule individuellement, mais par un ensemble de corpuscules voisins; l'éclair que donne le choc d'une particule β sur l'écran est au-dessous de la limite de sensibilité de l'œil.

La scintillation n'est pas un phénomène subjectif. Une fluorescence de même intensité moyenne, obtenue au moyen d'une lampe à incandescence, reste toujours parfaitement uniforme. Ces expériences démontrent donc nettement le caractère corpusculaire du rayonnement β.

L'interposition de lames absorbantes produit le même effet qu'une augmentation de distance : l'éclat général diminue, la scintillation augmente. On peut encore observer la fluorescence scintillante après avoir interposé sur le trajet des rayons, plusieurs millimètres de plomb ou de verre.

L. Bloch.

Sur la formation de brouillards en présence de l'émanation du radium. — Mme Curie (*C. R. Académie des Sciences*, 147, 579-1908, Rapp. Lebeau). — Dans un travail antérieur Mme Curie a montré que la présence de l'émanation du radium a pour effet de provoquer la condensation de la vapeur d'eau saturante ou non saturante, ainsi que celle d'autres vapeurs. Cette condensation se manifeste par un brouillard persistant, visible à la lumière d'un arc électrique[1].

Mme Curie a montré que les cendres de condensation ne peuvent être ni les ions formés dans le gaz, ni les molécules d'émanation. On pouvait supposer que ce sont les particules de radioactivité induite suspendues dans le gaz agissant soit par l'attraction électrostatique de leur charge, soit par affinité chimique. On pouvait aussi penser que sous l'action de l'émanation il se forme dans le gaz des composés chimiques susceptibles d'absorber la vapeur jusqu'à formation de gouttelettes. L'expérience est surtout favorable à cette deuxième manière de voir, et les expériences faites avec la vapeur d'eau sont particulièrement concluantes à ce sujet.

Les expériences étaient effectuées dans des ballons de verre scellés de 150 cm³ contenant le liquide ou solide à expérimenter et le gaz chargé d'émanation (air, gaz carbonique ou hydrogène). Pour l'observation, chaque ballon était placé dans un bain d'eau et éclairé par un faisceau de lumière convergent provenant d'un arc électrique. La quantité d'émanation était approximativement la même dans les diverses expériences; c'était la quantité limite

1. *Le Radium*, 5, 246, 1908.

2. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, 10-78-1908, [illegible] *Le Radium*, 5, 181-1908.

1. *Le Radium*, 4, 1907.

[illegible] par 1 gr. 05 de chlorure de radium. [illegible] les témoins étaient faits avec des ballons ne [illegible] pas d'émanation. Les brouillards dus à l'émanation sont persistants et se distinguent facilement de ceux qui sont produits par des inégalités de température. Ils peuvent durer plus d'un mois et ils disparaissent peu à peu, par suite d'une diminution progressive du nombre des gouttes en même temps que l'émanation se détruit.

Avec l'eau pure et l'air chargé d'émanation, un brouillard persistant est observé; toutefois ce brouillard est faible; sa durée est de quelques jours. Si l'on remplace l'air par le gaz carbonique, on n'observe pas du tout de brouillard persistant. Mais si, au lieu d'employer de l'eau pure, on emploie un mélange d'eau et d'acide sulfurique à poids égaux, on obtient, aussi bien en présence d'air qu'en présence de gaz carbonique, un brouillard intense généralement très fin au début; ce brouillard peut être observé pendant plus d'un mois. La formation du brouillard est donc grandement facilitée par l'addition d'acide sulfurique à l'eau, alors que la pression de la vapeur d'eau est fortement diminuée.

Dans ces expériences les particules de radioactivité induite ne doivent donc pas servir directement de noyaux de condensation; ces particules existent en effet dans le gaz carbonique comme dans l'air; de plus, leur action devrait être plus énergique avec la vapeur d'eau saturante qu'avec celle non saturante. Il est assez naturel de penser que, si l'on opère avec de l'eau et de l'air, les centres de condensation sont les composés nitrés qui se forment dans l'air en présence de l'émanation. Si l'on opère avec le mélange d'eau et d'acide sulfurique, on est conduit à faire la supposition, qui peut paraître étrange, que des particules d'anhydride sulfurique se trouvent dans le gaz à la suite d'une action de l'émanation sur le liquide. Un brouillard très persistant est d'abord obtenu dans un ballon qui contient de l'acide sulfurique concentré et de l'émanation dans du gaz carbonique; ce brouillard dure plus d'un mois, tandis que les brouillards bien plus intenses qu'on peut produire dans un ballon témoin par échauffement local durent moins d'une journée.

Des expériences variées ont été effectuées pour mettre en évidence le rôle des réactions chimiques.

Si un ballon qui contient de l'eau et de l'air chargé d'émanation n'est pas scellé, mais fermé avec un bouchon de caoutchouc, le brouillard obtenu est beaucoup plus dense et persiste beaucoup plus longtemps; on peut penser qu'en ce cas la formation des centres de condensation résulte de l'attaque chimique du bouchon avec oxydation de la matière organique et du soufre. Cette supposition est confirmée par l'expérience suivante : un ballon de verre scellé contient de l'eau, de l'air chargé d'émanation et une tige de verre portant un fragment de soufre fondu qui ne plonge pas dans l'eau. Un brouillard fin est observé dans le ballon et persiste pendant un mois; après l'expérience on constate dans l'eau la présence de traces d'acide sulfurique.

Des brouillards très intenses au début et persistant pendant un mois ont été observés avec de l'éther de pétrole et du sulfure de carbone en présence d'air chargé d'émanation; dans le second cas l'altération du liquide a été très rapide et s'est manifestée par la formation de pellicules brunes. L'éther anhydre en présence de gaz carbonique et d'émanation donne aussi un brouillard persistant. Il s'agit [illegible] des corps organiques.

[illegible] l'iode dans du gaz carbonique chargé d'émanation et du camphre dans de l'air chargé d'émanation. Au contraire, si l'on emploie l'iode avec de l'air et de l'émanation, le brouillard ne persiste que quelques jours. Pendant la durée du brouillard intense des dépôts visibles se produisent sur la paroi de ces ballons qui ne contiennent pas de liquide.

On peut observer un brouillard avec l'actinium en présence d'eau et de gaz carbonique.

J'ai examiné l'action d'un champ électrique sur le brouillard formé en présence de l'émanation. J'ai employé pour cela un ballon d'un litre dans lequel se trouvaient deux plateaux parallèles formant électrodes. Le brouillard était obtenu à l'aide d'un mélange d'eau et d'acide sulfurique; le volume étant grand, il a fallu employer beaucoup plus d'émanation que précédemment. J'ai constaté que, dans leur ensemble, les gouttelettes se comportent comme si elles n'étaient pas chargées. Elles sont, il est vrai, violemment entraînées vers les électrodes, de sorte que le brouillard se trouve rapidement supprimé; toutefois, ce n'est là qu'un effet de déplacement de particules non chargées dans un champ non uniforme; l'entraînement se fait vers les bords des deux électrodes, et l'aspect du déplacement est indépendant du sens du champ.

La formation de brouillard dans un vase qui contient de l'émanation peut être considérée comme indice de réaction chimique. Quelques essais ont été faits dans mon laboratoire par M. Hirszfinkiel pour déterminer les produits des réactions qui ont pu avoir lieu dans les ballons ayant servi pour mes expériences. Les résultats les plus certains sont les suivants : formation d'un peu d'oxyde de carbone aux dépens du gaz carbonique (réaction déjà signalée par MM. Ramsay et Cameron), formation de composés nitrés dans l'air, formation de traces d'acides sulfurique et sulfureux en présence de soufre et d'air.

M. Barkow a étudié récemment la condensation de la vapeur d'eau sous l'influence des rayons Rontgen, de la lumière ultra-violette et des rayons pénétrants du radium. Il obtient fréquemment la condensation avec détente faible et l'attribue à la formation dans le gaz de certains composés chimiques tels que les composés nitrés[1].

Les brouillards que j'observe sont composés de gouttelettes fines et mobiles entraînées dans les mouvements lents qui se produisent au sein du gaz. Quand un tel brouillard n'est pas visible, on croit souvent voir dans les ballons qui contiennent de l'émanation un brouillard bien plus fin encore dont l'existence n'a pu être démontrée avec certitude.

Une concentration assez forte en émanation est nécessaire au début pour la production du brouillard, lequel cependant peut persister ensuite pendant un mois, alors que la concentration de l'émanation est réduite dans un rapport de 200 environ.

Sur l'ozonisation de l'air par l'émanation des sels de radium. — **R. Nasini** et **G. Levi** (*Rend. Acc. Lincei*, 19 juillet 1908, 27 [illegible]). M. et Mme Curie ont découvert le fait qu'au moment où l'on ouvre une ampoule radifère on perçoit l'odeur de l'ozone. Ce fait a été aussi constaté par Giesel et admis par Rutherford. Mais Ramsay et Soddy le révoquent en doute à la suite d'observations très attentives faites sur la trompe à mercure et à l'aide de différents réactifs. Aussi les auteurs ont-ils cru intéressant de publier une nouvelle observation à ce sujet, observation tout à fait favorable à l'opinion de M. et Mme Curie. Une petite ampoule ouverte contient 5 milligrammes de bromure de radium dissous dans 50 centimètres cubes d'eau. On l'introduit dans un flacon de 5 litres bouché à l'émeri, où elle reste pendant quelques heures. Lorsqu'on débouche le flacon on perçoit très nette-

1. [illegible] 1907.

ment l'odeur de l'ozone et ses réactions caractéristiques. L'expérience ne réussit pas dans un flacon bouché au caoutchouc, et il semble aussi qu'il faille utiliser une masse d'air assez notable. On n'a pu décider si l'émanation seule suffit à donner de l'ozone.

Léon Bloch.

Électronique

Electrons positifs. — A. Bestelmeyer (*Phys. Zeitsch.*, 15 août 1908, **10** 441). — L'auteur fait une objection à la note récente de Jean Becquerel[1] sur les électrons positifs. Il estime que celui-ci n'a pas pris assez de précautions pour éliminer les attractions et répulsions électrostatiques pouvant provenir de la charge prise par le verre sous l'action des rayons cathodiques. Les explications données par Jean Becquerel ne seraient probantes que si l'on avait éliminé tout défaut de symétrie.

Léon Bloch.

Sur l'effet Zeeman dans des champs magnétiques faibles. — O. von Baeyer (*Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, **10**-357-1908). — Ce travail fait suite à un travail antérieur de Gehrcke et von Baeyer qui étudièrent l'effet Zeeman transversal des raies du mercure dans des champs magnétiques faibles, au moyen du spectroscope interférentiel de Lummer et Gehrcke[2]. Les présentes mesures, faites avec la plus grande précision possible, portent seulement sur la raie $\lambda = 491$ $\mu\mu$. La source est un tube de Geissler à électrodes de mercure, placé entre les pôles plans d'un électro-aimant de Du Bois. Pour avoir des raies nettes, il faut se servir d'un interrupteur en platine. L'interrupteur rotatif à mercure ne donne que des raies diffuses. Pour faciliter les mesures, on place devant la plaque photographique un prisme de Wollaston, qui sépare verticalement les composantes parallèles et perpendiculaires au champ.

Parmi les images relatives aux spectres de divers ordres on choisit celles sur lesquelles les mesures sont susceptibles d'être faites avec le plus de précision. On trouve[3], pour $H = 754$ gauss, $\frac{e}{m} = 1{,}82 \times 10^7$; pour $H = 2580$ gauss $\frac{e}{m} = 1{,}82 \times 10^7$; pour $H = 6870$ gauss $\frac{e}{m} = 1{,}80 \times 10^7$. La concordance est excellente. L'auteur n'a pu mettre en évidence aucune dissymétrie du phénomène.

E. Bauer.

La nature des rayons γ. — **J. J. Thomson** (*Proc. Camb. phil. Soc.*, **14**-540-1908). — Courte note dans laquelle M. J. J. Thomson fait remarquer que les deux théories proposées sur la nature des rayons γ (théorie pulsatoire faisant intervenir les pulsations électromagnétiques de l'éther seul, et théorie d'émission d'après laquelle les rayons γ seraient constitués par des doublets formés d'une masse électrique positive et d'une masse négative) ont beaucoup de ressemblance si l'on suppose que le front d'onde pulsante a la constitution tachetée que l'auteur a déjà supposé être celle d'un front d'onde ultra-violette. Dans les deux cas en effet chaque rayon possède énergie et quantité de mouvement dans le sens de la propagation.

Ce qui différencie ces deux théories c'est que la théorie pulsatoire ne permet de supposer aux rayons γ qu'une seule vitesse, celle de la lumière. Les deux théories diffèrent aussi par les conséquences qu'elles entraînent pour la polarisation des rayons secondaires que produisent les rayons γ dans leur rencontre avec la matière. A ce point de vue les récentes expériences dans ces deux directions semblent favorables à la théorie des pulsations.

L. Dunoyer.

Rayons secondaires des rayons Rontgen. — J. Laub (*Ann. der Phys.*, **9**-1908-71). — Depuis la découverte des rayons secondaires par Curie et Sagnac, ces rayons ont été étudiés par un grand nombre de physiciens, particulièrement par Dorn, Bestelmeyer, et tout récemment par Innes. Le présent travail constitue un progrès sur ceux qui l'ont précédé, d'abord parce qu'on a expérimenté non seulement sur les métaux lourds mais aussi sur l'aluminium et le noir de fumée, ensuite parce qu'on a cherché à dégager la loi de répartition des vitesses entre les divers corpuscules émis par le métal.

Le dispositif expérimental est très simple. Il comporte une ampoule de verre où l'on peut introduire au moyen d'un rodage la lame métallique à étudier. Derrière celle-ci est un petit cylindre de Faraday relié à un électromètre et capable de déceler les charges négatives émises par la lame sous l'influence d'une exposition aux rayons Rontgen. Ceux-ci tombent sur la lame sous une incidence connue et généralement grande. Un tube de plomb épais protège le cylindre de Faraday contre l'action directe des rayons Rontgen. On fait le vide à la trompe et à l'air liquide. De plus on peut créer entre la lame et le cylindre un champ électrique intense au moyen de connexions extérieures.

Les rayons Rontgen primaires étaient fournis par des tubes de Crookes fonctionnant sous 35 000, 55 000 et 100 000 volts, tous à anticathode de platine. On a aussi employé un tube à anticathode d'aluminium (58 000 volts). Les radiateurs secondaires ont été le platine, l'aluminium, le noir de fumée.

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° L'intensité du rayonnement secondaire augmente avec la densité : l'aluminium ne donne que le tiers et le noir de fumée le quart de l'effet fournis par le platine.

2° L'intensité du rayonnement secondaire varie comme celle des rayons primaires.

3° Elle dépend aussi de la *dureté* du rayonnement incident. A cet égard il existe une dureté optimum (70 000 volts environ) en deçà et au delà de laquelle les effets secondaires diminuent.

4° L'état de poli de la surface est sans importance.

5° L'intensité du rayonnement secondaire augmente avec l'angle d'incidence.

6° En établissant un champ électrique variable entre le métal et le cylindre, on peut retarder le mouvement des corpuscules secondaires, et de la diminution d'effet observé déduire la proportion de ces corpuscules qui possèdent une vitesse donnée. (On a eu soin de faire la correction relative à la dispersion des corpuscules dans le champ électrique.) On trouve pour le platine une vitesse maximum très différente de la vitesse moyenne et augmentant lorsqu'on augmente la dureté des rayons Rontgen.

1. *Le Radium*, 5-260-1908.

2. *Verh. der Deutsch. Phys. Ges.*, 8-799-1906.

3. Les nombres publiés dans le mémoire primitif sont : $1{,}95 \times 10^7$, $1{,}95 \times 10^7$ et $1{,}95 \times 10^7$. Les valeurs ci-dessus sont encore inédites et nous ont été communiquées ultérieurement par l'auteur. Le calcul complet des mesures faites au moyen du spectroscope interférentiel de Lummer et Gehrcke, n'a été donné qu'à la *Naturforscher Versammlung de Cologne* (in septembre 1908) par M. von Baeyer. La théorie admise jusqu'à présent ne tenait pas compte de la dispersion de la plaque de verre.

Tous les nombres qu'elle a fournis, comme ceux du mémoire analysé doivent donc subir une correction.

Note du traducteur.

7° [illegible] l'aluminium et le noir de fumée la vitesse [illegible] est la même, elle est supérieure d'environ [illegible] 100 à celle qu'on obtient avec le platine.

8° [illegible] un tube de Crookes à anticathode d'aluminium fonctionnant sous 58 000 volts, la vitesse maximum des corpuscules secondaires émis tant par le platine que par l'aluminium ou le noir de fumée s'est trouvée inférieure de [illegible] 100 environ au nombre correspondant fourni par l'ampoule à anticathode de platine, bien que celle-ci fonc[illegible] sous 55 000 volts seulement. Cela tient non à la moindre intensité mais à la moindre dureté des rayons Rontgen primaires, comme l'a fait voir une expérience de contrôle, où, par interposition d'écrans d'aluminium, on a réduit l'intensité de l'ampoule à anticathode de platine à [illegible] égale à celle de l'ampoule à anticathode d'aluminium : l'inégalité subsiste dans les vitesses maximum des rayons secondaires.

9° L'interposition d'écrans de plomb, équivalant à une filtration des rayons les plus pénétrants, ne modifie pas la vitesse maximum du rayonnement secondaire.

M. Laub, cherchant à interpréter les phénomènes du rayonnement secondaire, se rallie avec Wien à l'hypothèse de Planck Einstein, savoir celle de la structure discontinue de l'énergie, la quantité élémentaire d'énergie ou atome d'énergie étant la quantité qui peut être absorbée ou fournie par un atome sous forme de rayonnement pour en détacher ou y attacher un électron. L'hypothèse de Planck conduit à la relation suivante entre la vitesse v des rayons secondaires et la longueur d'onde des rayons Rontgen.

$$v = \sqrt{\frac{2hc}{\lambda m}}$$

Si l'on tout $\lambda = 10^{-8}$, on trouve $v = 10^{8}$ cm sec, en bon accord avec l'expérience.

h est une constante universelle égale à $6,548.10^{-27}$

La formule montre que v doit croître avec $\frac{1}{\lambda}$, c'est-à-dire avec la dureté du tube. Elle explique aussi que v soit très supérieure à la vitesse des rayons cathodiques dans l'effet photo-électrique, où λ est beaucoup plus grand. Si les éléments d'énergie contenus dans les rayons de Rontgen sont absorbés indépendamment les uns des autres par les atomes du métal, on comprend que la loi de répartition des vitesses ne dépende pas de l'intensité incidente, et que celle-ci agisse seulement sur l'intensité totale de l'effet secondaire. Plus un métal est absorbant pour les rayons X, plus son rayonnement secondaire sera fort, comme cela a lieu en effet. Et puisque l'absorption est facilitée dans les couches superficielles lorsque l'incidence est oblique, c'est dans ce cas que l'émission secondaire sera le plus notable. M. Laub remarque en terminant que cette conception nouvelle des rayons Rontgen comme véhicules d'éléments discontinus d'énergie les rapproche, plus qu'il ne semblerait tout d'abord, de rayonnements corpusculaires proprement dits (rayons α et β). Elle ressemble aussi par plus d'un côté à la conception récemment formulée par Bragg, qui com[illegible] les rayons X [illegible] doublet électrique [illegible] Léon Bloch.

Nouvelle loi des séries spectrales. — W. Ritz [illegible] 1908, 16, [illegible]). On connaît l'intéressante formule donnée par M. Ritz pour représenter [illegible]

$$\lambda = \frac{N}{m - \alpha + \beta \lambda} \qquad (1)$$

[illegible] la fréquence de la [illegible] la longueur d'onde [illegible] N est la fréquence de [illegible] N une constante universelle égale à 109675,0, α et β sont deux constantes caractéristiques de la série; elles prendront par exemple les valeurs d, δ pour la première série secondaire, s, σ pour la deuxième série secondaire, p_1, π_1 et p_2, π_2 pour la série principale.

Cela posé, M. Ritz a fait voir qu'en désignant par (m, α, β) le deuxième terme du second membre de (1), les différentes séries des métaux alcalins et alcalino-terreux sont bien représentées par les formules suivantes :

Série principale $\pm \nu$

$$\nu = \begin{cases} 1, 5, s, \sigma & m, p_1, \pi_1 \text{ petit } \lambda \\ 1, 5, s, \sigma & m, p_2, \pi_2 \text{ grand } \lambda \end{cases} \quad m = 2, 3, 4, \ldots$$

2e série secondaire $\pm \nu$

$$\nu = \begin{cases} 2, p_1, \pi_1 & m, s, \sigma \text{ grand } \lambda \\ 2, p_2, \pi_2 & m, s, \sigma \text{ petit } \lambda \end{cases} \quad m = 1, 3, 2, 3, 3, 3, \ldots$$

1re série secondaire $\pm \nu$

$$\nu = \begin{cases} 2, p_1, \pi_1 - (m, d, \delta) & \text{grand } \lambda \\ 2, p_2, \pi_2 - (m, d, \delta) & \text{satellite.} \\ 2, p_2, \pi_2 - (m, d, \delta) & \text{petit } \lambda. \end{cases} \quad m = 3, 4, 5, \ldots$$

Dans le présent mémoire, M. Ritz observe qu'en remplaçant respectivement dans la formule de la série principale et dans celles des séries secondaires les constantes 1,5 et 2 par les nombres 2,5, 3,5... et 3, 4, 5.... on obtient de nouvelles séries *qui ont dans beaucoup de cas été observées* (parfois ces séries sont réduites à des raies isolées). Il semble donc, comme l'a déjà présumé Rydberg, que les séries spectrales soient représentables par des formules à double entrée, contenant deux entiers m et n.

Il y a plus. Tout porte à croire qu'on peut appliquer ici un *principe de superposition*, c'est-à-dire qu'en retranchant l'un de l'autre deux symboles (m, α, β) correspondant à des raies réellement observées, on obtient un système de raies nouvelles.

C'est ainsi que la combinaison

$$\nu = (1, 5, s, \sigma) - (3, d, \delta)$$

correspond à une raie peu intense qui a été observée dans le cas de He, K et Rb.

On peut également déceler les combinaisons

$$\nu = (2, p_1, \pi_1) - (m, p_1, \pi_1)$$
$$\nu = (2, p_2, \pi_2) - (m, p_2, \pi_2).$$

Quant à la combinaison

$$(3, d, \delta) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) \quad m = 4, 5, 6 \ldots$$

elle fournit les spectres nouveaux infra-rouges de Bergmann (K, Rb, Cs) et les spectres correspondants de Li, Na, He.

Enfin, on a découvert aussi les combinaisons

$$\nu = (2, p_1, \pi_1) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$$
et $\nu = (4, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2) - (m, p_1 - p_2, \pi_1 - \pi_2)$.

Il est hors de doute que le *principe de superposition* se vérifiera aussi sur les alcalino-terreux quand leur spectre infra-rouge sera mieux connu. Ce principe est d'ailleurs en étroite connexion avec les vues théoriques développées précédemment par M. Ritz sur l'origine des raies spectrales. M. Ritz a montré qu'on obtient une représentation satisfaisante des raies spectrales (et aussi du phénomène de Zeeman) en admettant des vibrations de l'électron dans le champ magnétique intérieur à l'atome. Ce champ peut être grossièrement regardé comme créé par des aimants élémentaires mis bout à bout en nombre variable, et alors chaque terme de la forme (m, α, β) représente l'effet d'un pôle d'aimant isolé : la combinaison de ces termes par soustraction représente l'effet d'un aimant élémentaire

complet ou d'un grand nombre de ces aimants placés dans des positions variables. C'est donc la position des pôles magnétiques à l'intérieur de l'atome qui détermine et les lois des séries spectrales. LEON BLOCH.

Le spectre de la décharge d'une cathode de chaux incandescente dans la vapeur de mercure. Horton (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 14, 501, 1908). — Si l'on fait passer la décharge dans un tube, vidé sur le mercure, et pourvu d'une cathode en platine recouverte de chaux et incandescente, on constate que si la pression du gaz est suffisamment faible et le courant de décharge suffisamment intense grâce à une élévation convenable de la température de la cathode, il apparaît, outre le spectre connu du mercure, cinq lignes brillantes ayant les longueurs d'onde suivantes :

6912 } rouge
6715 }
6252
6121 } orange
6070 }

D'après les tables actuellement publiées, ces lignes n'appartiennent à aucun élément connu.

L'auteur décrit un certain nombre d'expériences qui tendent toutes à faire penser que ces raies appartiennent au mercure sans qu'elles apparaissent dans les conditions où le spectre du mercure a été habituellement étudié. Ces expériences consistent essentiellement à adjoindre au tube cathodique un autre petit tube, muni d'électrodes en aluminium et qu'un dispositif barométrique permet d'isoler du tube cathodique tout en augmentant la pression des gaz que ce tube auxiliaire contient. On plonge le tube auxiliaire dans l'air liquide et on fait passer la décharge dans le tube à cathode de chaux ; puis on sépare les deux tubes grâce au dispositif barométrique et on laisse le tube adjoint se réchauffer. Le spectre de l'oxyde de carbone apparaît le premier (le gaz initial étant par exemple l'hydrogène) puis il disparaît et le spectre du mercure apparaît lentement ; quand il a acquis un certain éclat les trois lignes orangées apparaissent et aussi les deux lignes rouges si l'expérience est faite en prenant un tube initialement plein d'hélium. Puis au bout d'un certain temps le spectre du mercure s'affaiblit, en même temps que les lignes orangées, et le tube devient extrêmement dur.

Récemment Stark a signalé[1] dans le spectre du mercure fourni par un tube à décharge deux raies extrêmement faibles (λ = 6125 et λ = 6074,5), qui pourraient être deux de celles qu'a découvertes M. Horton. Il se pourrait, d'après l'auteur, que le choc des rayons cathodiques fournis par la chaux sur les atomes de la vapeur de mercure produisissent un mode de vibration particulier de ces atomes, manifesté par les raies nouvelles.

L. DUNOYER.

Les lois du rayonnement et la répartition des intensités dans le spectre de l'arc au mercure. — **A. Pflüger** (*Ann. d. Phys.*, **9**-789-A). — Il serait d'un grand intérêt pour la connaissance de la mécanique moléculaire d'avoir des mesures quantitatives sur les raies et les bandes spectrales. La répartition des intensités, la comparaison des raies d'une même série ou de séries différentes permettrait certainement de se faire une idée des causes mêmes qui président à la formation des séries. Depuis longtemps il est vraisemblable, d'après les travaux de Langenbach, Vaillant, Castelli, que même dans les tubes de Geissler les lois du rayonnement thermique se vérifient jusqu'à un certain point, le maximum d'énergie se déplaçant vers le violet quand la température augmente. Mais ces recherches sont rendues difficiles par l'instabilité des sources lumineuses actionnées par décharges alternatives. Aussi M. Pflüger, à la suite de Kuch et Retschinsky, a-t-il employé la lampe Heræus, c'est-à-dire l'arc au mercure alimenté par courant continu. A cette source était associé soit un photomètre Lummer-Brodhun, soit une pile thermoélectrique de Rubens avec galvanomètre [illegible].

Sans présupposer en aucune façon que le rayonnement de la lampe soit un rayonnement purement thermique, on a cherché à voir comment variait l'intensité des raies d'une même série lorsqu'on augmente la charge de la lampe (température).

Dans la première série secondaire on a pu étudier les cinq groupes de raies suivants (la sensibilité de la pile thermoélectrique ne permettait pas d'isoler les constituants de chaque groupe : 5005,46 — 5000,51 ; 5151,[illegible] — 5125,78, 5027,66 — 5021,08 ; 2967,64 — 2967,57 ; 2656,29 — 2652,22 ; plus cinq raies isolées 2805,69 ; 2699,74 ; 2482,14 ; 2399,64 ; 2378,40. Les intensités de ces différentes raies ont été mesurées en valeur relative d'abord sous une charge de 300 volts, puis sous 600 volts. Si l'on se contente de classer les nombres obtenus par ordre de longueur d'onde décroissante, on n'observe aucune régularité. Mais une loi régulière se dégage immédiatement si l'on classe les raies en 5 systèmes. A l'intérieur de chaque système (série de triplets) l'intensité diminue avec la longueur d'onde, et la courbe des intensités est nettement convexe vers le bas : elle ressemble beaucoup à la courbe du rayonnement purement thermique dans la partie située au delà du maximum. L'analogie subsiste si l'on compare les courbes obtenues à des températures différentes : dans chacune des trois séries la loi du rayonnement se vérifie qualitativement, il y a augmentation plus rapide du côté des longueurs d'onde plus courtes. Naturellement l'analogie avec les lois du rayonnement thermique ne peut être ici qu'approchée, car la vapeur de mercure lumineuse n'est pas un corps parfaitement noir. Pourtant M. Pflüger indique les raisons pour lesquelles on peut la considérer approximativement comme telle.

Dans la seconde série secondaire, il a étudié le triplet 5460,97 ; 4358,56 ; 4046,78. Ici, en opérant sous 620 volts, il trouve que la première raie augmente d'intensité beaucoup plus vite que la seconde et celle-ci plus vite que la troisième. Il y a donc désaccord avec les lois du rayonnement thermique même à l'intérieur du même triplet. Il y a aussi désaccord avec le résultat de Kuch et Retschinsky qui au moins jusqu'à 450 volts avaient trouvé des accroissements d'intensité uniformes pour les trois raies.

L'auteur a fait sur les raies extrêmes du même triplet des mesures d'absorption intéressantes. Il trouve qu'en augmentant la charge on augmente également l'absorption de la vapeur de mercure pour les deux raies, tandis que l'émission augmente beaucoup plus vite pour la première. La loi de Kirchhoff ne s'applique donc pas à ce cas. D'ailleurs des mesures répétées sur la raie jaune double 5790 — 5769 ont montré que la raie la plus intense est celle qui est le plus faiblement absorbée, nouvelle preuve que la loi de Kirchhoff, si elle s'applique parfois au cas de luminescence, n'est valable que sous certaines conditions.

[illegible]

Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension. — **Eugène Bloch** (*C. R. Acad. des Sciences*, 146, 970, 1908). — Le fait expérimental consiste [illegible] des lames de chlorhydrate d'ammoniaque dans un récipient transparent

1. STARK, *Ann. der Physik*, 21, 490, 1906.

[illegible] parallèles, et dans lequel on peut établir un champ [illegible] de plusieurs milliers de volts. Les fumées étant [illegible] en lumière diffuse sur fond obscur, on constate, [illegible] l'établissement du champ, que le nuage devient plus [illegible]. Si on place dans le champ entre deux nicols dont les directions principales sont [illegible] à 45°, et en sens inverse de la direction du champ électrique, on constate que le nuage de chlorhydrate d'ammoniaque est visible *seulement quand le champ est [illegible]*.

La modification de la lumière transmise par les particules est donc accompagnée d'une anisotropie optique du milieu. L'auteur n'a pas encore fait d'étude quantitative du phénomène, ni déterminé s'il est dû à la biréfringence ou au dichroïsme, mais suppose qu'il est l'effet de l'orientation des poussières cristallines dans le champ électrique, et par conséquent du même ordre qu'un autre phénomène analogue observé par M. Cotton sur les fumées provenant de la sublimation de l'indigotine rétablissant également la lumière entre deux nicols à l'extinction et placés à 45° du champ.

L. Marout.

Fluorescence et effet photo-électrique des substances organiques. — J. Stark et W. Steubing (*Phys. Zeitsch.*, 1er avril 1908, 15, 481-4). — On connaît les hypothèses directrices de Stark. Pour cet auteur les bandes d'absorption pour lesquelles $\lambda < 0\mu,5$ sont dues à la présence d'électrons *quasi-libres* ou *non-saturés*. Ces bandes sont estompées du côté du rouge ou du côté du violet, chaque bande d'une espèce possédant une conjuguée de l'autre. L'absorption dans les bandes de première espèce est accompagnée de fluorescence. La fluorescence est la recombinaison des électrons quasi-libres. L'effet photo-électrique est la mise en liberté complète des mêmes électrons. Les deux effets doivent donc coexister.

On a étudié photographiquement, au moyen d'un spectroscope à quartz, le spectre de fluorescence d'un grand nombre de corps organiques sous l'action de l'arc au mercure. Simultanément on a mesuré leur pouvoir photo-électrique, au moyen d'un électromètre Dolezalek (peu sensible relativement). Les substances examinées ont été très nombreuses. On a étudié les principaux dérivés de la série benzénique, pour dégager l'effet propre du noyau benzénique et l'effet des chromophores additionnels. Tous les dérivés du benzène sont fluorescents dans les bandes d'absorption. Les substances chromophores sans noyau benzénique ne le sont pas. Les dérivés benzéniques à chromophores se comportent très différemment selon que le chromophore est ou n'est pas capable d'absorber la lumière de fluorescence émise par le noyau. Il semble y avoir, d'une manière générale, parallélisme approché entre l'effet photo-électrique et la fluorescence. Parfois l'effet photoélectrique [illegible] par la grande volatilité de la substance (cas du benzène), dont les rayons interceptent l'ultra-violet. Une des difficultés de ce genre de recherches est la rapidité avec laquelle les corps organiques s'altèrent sous l'action de la lumière ultraviolette.

Léon Brocu.

La théorie de la valence fondée sur l'atomisme électrique. — J. Stark (*Jahrb. der Radioak.*, 5, 124, 1908). — M. Stark [illegible] une hypothèse qu'il a déjà [illegible] propos des spectres de bandes. « A la surface [illegible] se trouvent des sphères chargées positivement; entre elles ou bien au-dessus d'elles se trouvent des électrons négatifs ponctuels. » M. Stark appelle ces [illegible] dû à l'activité [illegible] de l'électron [illegible]. Il excite à l'intérieur des [illegible] pour

1. [illegible] *Phys. Zeitsch.*, 9, [illegible] 1908 [illegible] 5, [illegible] 1908.

tives d'autres électrons qui leur sont liés d'une façon bien plus intime, et qui n'interviennent pas dans les phénomènes chimiques; leur existence nous est révélée par les spectres de raies.

« Les forces qui rattachent ensemble deux atomes chimiques sont de nature purement électrique : la liaison se fait quand, à l'approche d'un deuxième atome, les lignes de forces électriques d'un électron de valence se détachent partiellement des sphères positives de son propre atome et s'accrochent aux sphères positives de l'atome étranger, tout en restant en partie attachées à leur propre atome. » L'auteur explique, au moyen de ces électrons de valence (en faisant intervenir quelques hypothèses supplémentaires), les combinaisons chimiques, la structure des cristaux, la dissociation électrique dans les métaux et les électrolytes, les spectres de bandes des combinaisons chimiques; il donne la théorie des matières colorantes (chromophores) et des substances fluorescentes, enfin il explique le système périodique des éléments. La partie la plus importante de ce travail relative aux spectres de bandes a déjà été analysée ici (*loc. cit.*).

E. Bauer.

Radiations

Quelques propriétés de la lumière de très courte longueur d'onde. — Th. Lyman (*Am. Phys. Soc.*, 26-412-1908). — Schumann a étudié les longueurs d'onde plus courtes que 185 μμ en se servant d'un spectroscope à prisme placé tout entier dans une enceinte vide. L'emploi d'un spectrographe vide à réseau a permis à M. Lyman d'étendre et de rectifier ses résultats.

Les expériences ont porté sur l'absorption de divers gaz simples pris sous des épaisseurs de 1 centimètre environ et soumis à des pressions variables. L'hydrogène, l'argon et l'hélium sont transparents. L'azote absorbe très faiblement. L'oxygène présente une *bande* d'absorption extrêmement énergique, qui distingue nettement ce gaz des autres. Cette absorption est corrélative de la formation d'ozone, qui croît rapidement quand la longueur d'onde décroît; la variation est assez rapide pour qu'un papier à l'iodure de potassium amidonné permette immédiatement de reconnaître la différence de transparence entre le quartz et la fluorine. Toutefois l'ozone lui-même ne paraît pas être absorbant car il ne modifie pas l'absorption de l'air ou de l'oxygène auquel on l'ajoute; il est d'ailleurs très absorbant comme on le sait entre 200 μμ et 300 μμ.

L'oxyde de carbone et l'acide carbonique absorbent très énergiquement mais seulement dans quelques bandes étroites, tandis que la bande de l'oxygène est très large.

La pression élargit dissymétriquement la bande de l'oxygène, ce qui fournit une liaison intéressante entre les expériences sur la formation de l'ozone et du peroxyde d'hydrogène et la théorie de Larmor d'après laquelle les déplacements dissymétriques de bandes d'absorption sont liés à la constitution de groupements moléculaires complexes.

Louis Denoyel.

L'absorption de quelques gaz pour la lumière de très courte longueur d'onde. — Théodore Lyman (*Astrophys. Journ.*, 27, 87-105, 1908). — Les spectres sont obtenus à l'aide du spectrographe placé dans l'hydrogène à environ 0,1 millimètre de pression déjà employé par l'auteur (*Astroph. Journ.*, 23, 181, 1906, 23, 40, 1907). Devant la fente était mastiqué un petit tube D fermé par deux plaques de fluorine distantes de 0,91 centimètres

dans lequel on pouvait faire le vide ou introduire le gaz étudié. La source lumineuse était un tube de Geissler de forme spéciale représenté fig. 1, contenant un mélange d'hydrogène et d'oxyde de carbone qui donne un spectre riche en côtes d'intensité sensiblement uniforme s'étendant entre 1850 et 1250. Pratiquement, ce tube était lavé à l'hydrogène jusqu'à ce que le spectre visible indique que le gaz a la composition voulue, puis le tube était séparé de la pompe et mis en fonctionnement pendant un temps suffisant pour en assurer la constance pendant l'expérience.

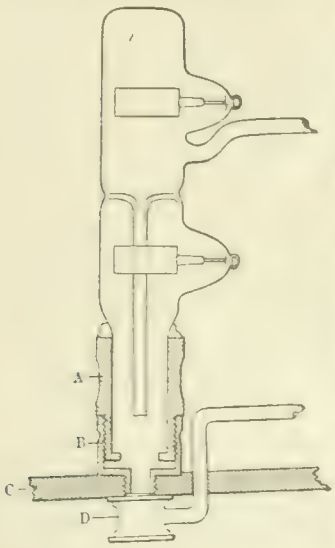


Fig. 1.

Pour étudier l'absorption d'un gaz sous différentes pressions, il est nécessaire de photographier tous les spectres sur la même plaque, les émulsions qu'il faut employer dans cette région[1] présentant des variations considérables de sensibilité.

L'hydrogène, l'argon et l'hélium, sous l'épaisseur de 0,91 centimètres, à la pression atmosphérique, ne produisent pas d'absorption sensible dans la région étudiée, comprise entre 1850 et 1250.

L'absorption de l'azote, bien que faible, est très perceptible même pour une épaisseur de 0,91 centimètres; elle semble augmenter quand la longueur d'onde diminue.

Fig. 2 — a.

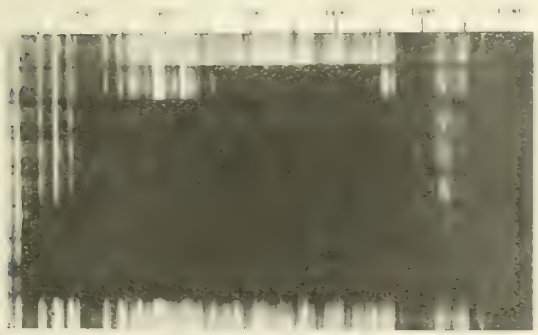


Fig. 2 — b. — Bandes d'absorption dans l'oxygène.

[illegible]

Le spectre d'absorption de l'oxygène se présente pour l'épaisseur de 0,91 centimètres à la pression atmosphérique, sous forme d'une bande s'étendant de $\lambda = 1760$ à 1270. Les limites [illegible] 1700 [illegible] représente les spectres obtenus pour différentes pressions. Quand la pression augmente, la bande d'absorption s'étend plus rapidement [illegible] l'autre côté.

Le professeur Larmor a attribué l'élargissement dissymétique des bandes dans la vapeur de mercure (Wood) à la formation ou à la disparition d'agrégats de molécules. L'auteur discute le mécanisme de l'absorption de l'oxygène dans ce sens; cette absorption de caractère différent de l'absorption des autres gaz pourrait être due à la formation d'ozone. Ce sont les rayons absorbés qui donnent naissance à l'ozone.

L'absorption de l'oxyde de carbone est différente de l'absorption de l'oxygène. Au lieu d'une large bande, on trouve 8 bandes étroites entre 1600 et 1250 [illegible]

L'absorption du gaz carbonique est caractérisée par la présence d'une large bande ressemblant un peu à celle de l'oxygène mais qui se complique de maximums et de minimums.

L'absorption de l'air pour la région comprise entre 1850 et 1250 μμ est due à l'absorption combinée de l'oxygène et de l'azote qu'il contient. Dans les conditions de l'expérience, avec une épaisseur de 0,91 centimètres, à la pression atmosphérique, la dernière longueur d'onde visible est voisine de 1710. Comme dans le cas de l'oxygène, le spectre d'absorption se présente sous forme d'une bande.

M. [illegible]

Étude de la dispersion dans les milieux fortement absorbants au moyen des spectres cannelés. — S. R. Williams (*Amer. phys. Soc.*, 27-27-1908, A). — La méthode des spectres cannelés employée par M. Williams consiste à éclairer la fente d'un spectrographe à réseau avec les deux faisceaux provenant de la réflexion d'un même faisceau l'un sur la face avant d'une couche prismatique mince de la substance à étudier et l'autre sur la face arrière. La fente du spectrographe se trouve ainsi dans une région de franges d'interférence localisées et dans le spectre qu'il fournit les longueurs d'onde correspondant aux franges obscures en coïncidence avec la fente du spectrographe sont naturellement absentes. Cette méthode est particulièrement précieuse, pour étudier la dispersion au voisinage de bandes d'absorption, puisque la méthode du prisme oblige alors à employer des prismes de petit angle et de faible épaisseur, qui donnent une très faible dispersion.

La méthode est surtout commode pour des mesures comparatives, en employant une cellule prismatique à deux étages séparés par une mince cloison; on met à l'étage inférieur par exemple une solution dont on connaît déjà la courbe de dispersion et à l'étage supérieur la solution à étudier. Dans les expériences de l'auteur sur les solutions alcooliques de fuchsine (photographies des spectres), on compare ces solutions à de l'alcool pur. Un déplacement relatif de 0,7 de bande correspond à une différence de 0,00008 dans les indices de réfraction. La sensibilité de la méthode dépend naturellement de l'ordre d'interférence employé. M. Williams a pu comparer avec précision la dispersion de l'alcool pur et d'une solution alcoolique de fuchsine contenant 0 gr. 0000244 par gramme d'alcool.

[illegible]

Recherches sur le spectre du baryum du côté des grandes longueurs d'onde. — Victor Hoeller (*Zeitschr. für Wiss. Phot.*, 4-217-1908). — Ce travail a été fait sous la direction de Kayser, à Bonn. L'auteur photographie sur des plaques [illegible]

1. [illegible] *Annalen der Physik*.

[illegible] 5000 A. La partie rouge du spectre d'arc [illegible] par un réseau de Rowland de 6,6 m. [illegible] portant 14 000 traits par inch. Le [illegible] positif de la source [illegible] et contenait du [illegible] de baryum en poudre. La durée de pose était de [illegible] 8 heures. Les mesures sur les plaques furent faites au moyen de la machine à diviser de Kayser.

Sur les clichés [illegible] présente d'abord d'une façon très nette le spectre de raies du baryum. A la loupe, on constate de plus la présence d'innombrables raies, tantôt fines, [illegible] fines, dans [illegible] bandes entremêlées d'une façon confuse. M. Hoeller est arrivé à distinguer 10 séries obéissant à la formule de Deslandres; 8 de ces séries sont accouplées deux à deux, de sorte que les raies correspondantes se présentent comme des doublets nets. Ce spectre de bandes semble [illegible] au métal baryum et non pas à l'oxyde.

E. Bauer.

Sur deux régimes différents de l'arc au fer. — H. Buisson et Ch. Fabry (*C. R. Académie des Sciences*, **146**-1143-A). — Ces deux régimes sont particulièrement intéressants en ce qu'ils se rapprochent par leurs caractéristiques des régimes de décharge dans les tubes selon les observations de M. P. Villard[1].

Dans le régime le plus fréquent, on observe sur la goutte de fer fondu qui termine chaque électrode un point brillant donnant les raies d'étincelle[2]. Deux flammes jaillissent de ces points, se rencontrent et forment le corps gazeux de l'arc. La flamme négative est la plus brillante et renferme de nombreuses raies renversées, quoique toutes deux émettent les raies de l'arc à l'exclusion des raies d'étincelle. Fait remarquable, les raies provenant des impuretés des électrodes se manifestent uniquement dans la flamme négative.

Ce régime est le seul stable quand le courant est intense, mais si, partant de cet état, laissant fixes les autres conditions de fonctionnement, on augmente la résistance du circuit, on peut passer brusquement au second régime; à ce moment le point brillant de l'électrode positive et la flamme correspondante disparaissent, tandis que rien n'est changé au pôle négatif. Ce second régime n'est stable que pour de faibles intensités de courant, et surtout avec une grande réserve de voltage et une résistance considérable dans le circuit extérieur. Si l'on diminue progressivement cette résistance, on repasse brusquement au premier régime. Le passage d'un régime à l'autre ne se fait pas pour une valeur parfaitement définie de l'intensité. Le tableau suivant se rapportant à un arc de 10 mm. entre tiges de fer verticales de 7 mm. de diamètre, l'électrode inférieure étant positive, donne un aperçu de la marche du phénomène. Le courant étant pris sur une distribution de 220 volts :

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	68 volts.	»
[illegible]	65	»
[illegible]	60	
[illegible]	75	»
1,8	78	90 volts.
1,5	[illegible]	96
[illegible]	92	102
1		117
0,9		121
0,7		157

On peut [illegible] que les [illegible]

[1] [illegible] 146 [illegible]

tableau ont l'allure générale de celles établies par Mme Ayrton[1] pour l'arc entre charbons.

Ces deux régimes peuvent encore être obtenus si l'électrode positive étant en fer, l'autre est d'une autre substance (cuivre ou charbon). Dans ce cas, quand la flamme positive existe, elle donne avec intensité le spectre d'arc du fer, qui disparaît ensuite presque complètement quand la flamme positive n'existe plus. Dans tous les cas, le spectre du corps qui forme l'électrode négative est très intense.

Les auteurs terminent par quelques considérations sur le rôle prédominant que joue la cathode dans le fonctionnement de l'arc.

L. Matout.

La radiation actinique du soleil au Mont Rose. — Expériences faites à la cabane de la Reine Marguerite avec l'actinomètre photo-électrique. d'Elster et Geitel (*Rend. Acc. Lincei*, III, 2 août 1908, 115-A.). — Les observations ont montré que la radiation actinique est beaucoup plus fortement absorbée par l'atmosphère terrestre que la radiation thermique.

Léon Brou.

Contribution à la connaissance du phénomène de solarisation, et d'autres propriétés de l'image latente. — A.-P.-H. Trivelli (*Zeit. für wiss. Phot.*, **6**-197-257-275-1908). — Ce mémoire considérable et intéressant est malheureusement touffu et d'une exposition un peu confuse. D'après A. Trivelli les propriétés de l'image latente de la plaque photographique, et en particulier la solarisation (affaiblissement de la sensibilité sous l'action prolongée de la lumière, d'où peut résulter une inversion de l'image), peuvent s'expliquer complètement, si l'on admet l'existence de deux composés sous-halogénés de l'argent (sous-chlorures, sous-bromures, sous-iodures α et β). L'action de la lumière sur le bromure d'argent, par exemple, produit du sous-bromure α. Celui-ci donne naissance à des germes sur lesquels se condense, au moment du développement, l'argent réduit par le révélateur. C'est la théorie actuellement admise de l'image photographique. Le sous-bromure α est lui-même sensible à la lumière, plus sensible que le bromure et à d'autres longueurs d'onde. Il se transforme en composé β, moins bromé encore, qui, lui, n'est plus capable de fournir de germes développables et ne réagit plus au révélateur. La vitesse de formation du corps β dépend de la quantité de composé α formé, c'est-à-dire de l'éclairage préalable de la plaque. Comme les réactions photochimiques se font seulement à la surface des grains de bromure, il arrive un moment où la plus grande partie de la surface des grains est transformée en sous-bromures; une action plus prolongée de la lumière ne pourra plus qu'augmenter la quantité de composé β et diminuer celle du corps α, c'est-à-dire celle des germes développables. Le révélateur agira de moins en moins; on a alors le phénomène de solarisation.

Dans tous les cas, il faut tenir compte de l'halogène libéré dans l'émulsion sous l'action de la lumière. Les réactions photochimiques aboutissent à un équilibre qui n'est détruit que lorsque l'halogène disparaît par diffusion, ou bien est absorbé par des sensibilisateurs. Enfin le composé α est peut-être lui-même sensible à la lumière, pour donner, soit un nouveau composé capable de donner des germes, soit de l'argent libre, ce qui explique un retour de sensibilité, après un éclairage très prolongé (Moser, Janssen). Une remarque importante qui est au fond de toute cette théorie est la suivante : il ne faut pas confondre la sensibilité à la lumière et la capacité de développement. Ainsi l'iodure

[1] [illegible] Ayrton, *The electric arc*.

d'argent est plus sensible que le bromure, mais moins facile à développer, à cause de sa plus grande insolubilité. On augmente la capacité de développement d'une émulsion d'iodure en y mêlant du bromure (plaques à l'iodo-bromure). F. Bacer.

Sur une action photographique de la lumière infra-rouge. A. Gargam de Montcetz (*C. R. Académie des sciences*, **146** 1022 Ac.). — En étudiant, sur le conseil de M. Deslandres, les phénomènes découverts par Ed. Becquerel sur les rayons destructeurs et continuateurs de l'action photographique, l'auteur a pu mettre en évidence une action particulière et nouvelle de la lumière infra-rouge.

Le dispositif expérimental se compose d'un spectroscope à deux prismes de fluorine et à miroirs concaves argentés pour la collimation et la photographie. Afin d'éliminer toute supposition d'actions dues à la lumière diffuse, une cuve contenant une dissolution d'iode dans le sulfure de carbone est placée devant la fente, un semblable écran ne laissant passer en effet que les radiations comprises entre $0^{\mu},800$ et 1^{μ}.

Dans ces conditions, avec une lampe Nernst de 52 bougies et une plaque Lumière 2 voilée par les rayons X, selon le procédé de M. P. Villard, on a absence d'impression du spectre avant $0^{\mu},800$ et destruction du voile initial de $0^{\mu},800$ à $0^{\mu},920$. Mais au delà, l'épreuve montre une augmentation nette du voile, qui s'étend de $0^{\mu},920$ à $1^{\mu},550$ environ.

La même expérience tentée avec des plaques voilées par la lumière ordinaire, ou même non voilées, ne donne pas trace de ce prolongement, même avec des temps de pose prolongés. Il s'agit donc d'un effet bien spécial aux plaques sensibles ayant subi l'action des rayons X.

L'auteur, qui se propose d'approfondir cette question, fait remarquer en terminant qu'il n'y a pas analogie complète entre cet effet et l'effet continuateur de M. Ed. Becquerel et de M. P. Villard, ce dernier effet exigeant, pour être obtenu, l'emploi d'une préparation photographique renfermant des sels d'argent solubles dans l'eau.

L'emploi de cette action est tout indiqué dans l'étude du spectre solaire infra rouge. L. Mercier.

Recherches sur les oscillations électriques non amorties. — Kiebitz (*Verh. d. Deut. Phys. Gesell.*, **9**-775-1907-A). — Expériences sur l'arc chantant lorsqu'on fait passer cet arc à travers la flamme d'un bec Bunsen. Mesures de la résistance de l'arc déduite de celle de la longueur des ondes émises. E. Bacer.

Expérience avec les radiations invisibles de la décharge explosive dans l'air. — I. Schincaglia (*Il nuovo Cimento*, **15**, Juin 1908, 481 Ac. — L'auteur décrit un dispositif, avec réglage inductif, permettant d'obtenir des étincelles cinq fois plus longues sous l'action de la lumière ultraviolette de la décharge que lorsque cette lumière est interceptée. Grâce à cette sensibilité il a pu faire des mesures relatives d'absorption sur différentes substances dans l'ultraviolet. Il trouve que la benzine et des solutions à 10 pour 100 de sulfate de fer ou de cobalt sont près de 80 fois plus opaques que l'eau. Comme liquide tout à fait opaque dont une pellicule suffit à absorber complètement l'ultraviolet, il cite l'essence de térébenthine, le sulfure de carbone, l'huile de vaseline et beaucoup de substances organiques. Léon Bloch.

Ionisation

Curieux phénomènes d'ionisation dans un tube à vide. — H.-A. Parkins (*Am. phys. Soc.*, **26**, 415, 1908). — Un tube de verre de 20 centimètres de long et 1 centimètre de diamètre, possédant à chacune des extrémités une électrode soudée, est entouré d'un anneau métallique d'un diamètre un peu supérieur. On fait le vide dans le tube (un « bon vide » sans indication précise de pression). On relie l'anneau métallique à l'une des bornes d'un transformateur dont l'autre pôle est au sol. Quand la force électromotrice dépasse 550 volts et la fréquence 60 périodes le tube s'illumine et un courant traverse un galvanomètre relié à ses électrodes. L'électrode la plus voisine de l'anneau est toujours positive. Quand on déplace l'anneau à partir d'une extrémité vers le milieu du tube le courant d'abord très faible augmente rapidement, atteint un maximum près du milieu puis décroît très rapidement et change de sens pour présenter des variations symétriques quand l'anneau dépasse le milieu du tube.

Une batterie mise en série avec le tube accentue le phénomène ou peut changer son signe suivant le sens des connexions.

Un voltmètre électrostatique relié aux électrodes indique une différence de potentiel maxima quand l'anneau est voisin des extrémités mais cette différence de potentiel augmente très lentement.

Une théorie fondée sur la différence de mobilité des ions a été élaborée et rend compte d'une manière satisfaisante de la polarité du tube ainsi que de la courbe obtenue pour le courant. Louis Dunoyer.

Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides. — L. Bloch (*C. R. Académie des Sciences*, **146** 1017 Ac.). — Les quelques mesures faites jusqu'ici sur les différences de potentiel entre liquides et métaux n'ayant eu pour but de définir le rôle que peut jouer la concentration de l'électrolyte, quand il s'agit de solutions; l'auteur s'est proposé dans la présente note de combler en partie cette lacune. La méthode choisie est celle du condensateur de Volta, en prenant des garanties contre les causes d'erreurs provenant de la condensation du liquide sur le plateau métallique, qui, en l'occurrence, est un disque de zinc oxydé, et dans quelques cas nickelé. Les quelques résultats ainsi obtenus ont été les suivants :

Par rapport au zinc, l'eau distillée donne une différence de potentiel du contact positive de 1 volt. Les acides sulfurique et chlorhydrique en solution normale donnent environ $1^{v},20$. Lorsqu'on dilue progressivement une solution acide normale, la différence de potentiel *décroît constamment* sans présenter de maximum ni de minimum.

Le carbonate de soude, la soude, l'ammoniaque, présentent des différences de potentiel *moindre* que l'eau, ces différences *croissent régulièrement* quand la dilution augmente, mais encore sans maximum et minimum.

Quelques sels ne donnent par rapport à l'eau que des variations douteuses.

Quand l'addition d'une goutte d'acide produit une variation, dans un sens, l'addition d'alcali annule cette variation et crée une variation en sens contraire; une nouvelle addition d'acide inverse de nouveau.

Comme conclusion « la différence de potentiel (apparente) entre métal et liquide est plus petite pour les solutions alcalines que pour l'eau, plus petite pour l'eau que pour les solutions acides. Les sels donnent des effets peu différents de l'eau. [illegible] les [illegible] pour [illegible]

[illegible] pour les dilutions extrêmes, selon l'auteur ces [illegible] sont susceptibles de révéler l'existence de traces [illegible] d'alcali échappant aux réactifs ordinaires.

L. Matout.

Courants dus à l'effet Volta et siège de la force électromotrice de contact. — O.-M. Corbino (*Il Nuovo Cimento*, mai 1908, 395 Av.). — L'auteur a montré [illegible] qu'une lame d'aluminium placée comme anode dans un électrolyte convenable se recouvre d'une [illegible] parfaitement isolante de 0,002 millimètre d'épaisseur environ, surmontée elle-même d'une couche semi-conductrice environ 10 fois plus épaisse. En plongeant cette lame dans le mercure on forme un condensateur de capacité [illegible] intercalé par exp. environ qui se charge par la différence de potentiel de contact aluminium-mercure. De la possibilité d'obtenir, par immersion et émersion successives, des courants alternatifs d'intensité appréciable, voisine de 1 milliampère.

M. Corbino soulève à ce propos une question théorique [illegible] grande importance. Si à la place de la force électromotrice de contact nous avons une pile, tous comprenons très bien où se localise l'énergie potentielle alternativement fournie et dépensée à chaque période : elle se trouve sous forme d'énergie chimique dans la pile. Mais dans le cas de l'effet Volta, la question se pose nécessairement de savoir où se localise l'énergie utilisable. Est-ce au contact vrai des deux métaux, est-ce au contact de chacun d'eux avec le milieu qui le baigne? Il serait important d'avoir des raisons théoriques ou expérimentales de choisir entre les hypothèses ou de leur en substituer une troisième.

Léon Bloch.

L'agitation moléculaire et le mouvement brownien. — Jean Perrin (*C. R. Académie des Sciences*, 146, 967 Av.). — D'après M. Gouy le mouvement brownien est la conséquence des chocs moléculaires produits dans les fluides, contre les particules en suspension. C'est cette hypothèse que l'auteur espère confirmer clairement par l'exposé suivant, de ses expériences personnelles.

Dans une émulsion de gomme gutte dans l'eau, composé très favorable à l'observation du phénomène, on aperçoit des granules parfaitement sphériques déjà animés d'un mouvement brownien. Cette émulsion une fois centrifugée [illegible] la coloration jaune, mais les globules microscopique ont disparu. L'emploi de l'éclairage latéral révèle cependant l'existence de nombreux granules *ultramicroscopiques*, tous de même éclat, et par conséquent à peu près de même dimension. Ces granules ne scintillant pas on peut en conclure qu'ils sont sphériques comme les premiers, 49^{mm},586 de cette émulsion contenaient 49^{gr}, 299 d'eau et 0^{gr},287 de gomme gutte, soit pour les derniers granules étudiés, une densité de 1,55.

Une goutte de cette émulsion diluée est placée dans une [illegible] d'épaisseur 0^{mm},12 d'épaisseur fixe ; afin d'étudier la répartition des granules selon leur hauteur dans la préparation, en comptant leur nombre à différentes hauteurs avec un microscope à faible profondeur de champ. La répartition de régime permanent est atteinte au bout de quelques heures. En faisant quelques milliers de lectures et en prenant la moyenne, M. Perrin a trouvé que si la [illegible] est représentée par 100 à un [illegible] elle est représentée par [illegible] qui sont [illegible] 100 millièmes plus [illegible] nombres 116, 146, 170, 200.

[illegible] 119, 142, 169, 201 qui en diffèrent des précédents que dans les limites des erreurs d'expérience [illegible] la répartition d'équilibre des granules est donc exponentielle comme pour un gaz en équilibre sous l'influence de la pesanteur, sauf l'ordre de grandeur du phénomène.

Pour expliquer cette loi de répartition, l'auteur imagine des granules identiques, de densité ρ, de masse m, au nombre de n par unité de volume; ces granules exerceraient par leurs chocs, sur toute paroi qui les arrêterait *sans arrêter les molécules d'eau*, une pression osmotique proportionnelle à leur concentration, soit kn. Si on écrit alors que les $n\,dh$ granules contenus dans une tranche horizontale de hauteur dh et de section 1 sont maintenus en suspension par la somme de la poussée d'Archimède et de la différence des pressions osmotiques sur les deux faces, on a l'équation

$$\frac{dn}{n} = \frac{1}{k} g\,dh \left(1 - \frac{1}{\rho}\right) m,$$

qui intégrée entre les niveaux o et h, donne

$$2{,}3 \log \frac{n}{n} = \frac{1}{k} mgh \left(1 - \frac{1}{\rho}\right), \log. \text{ à base } 10).$$

Ce qui démontre la forme exponentielle de la répartition d'équilibre.

Poussant l'expérience plus loin, l'auteur a entrepris de calculer k en déterminant m au moyen de la formule de Stokes donnant la masse d'une sphère de densité connue, par sa vitesse de chute dans un milieu du coefficient de viscosité déterminé. Or, dans un tube vertical *capillaire* la chute d'un granule est de 0^{mm},97 par jour, ce qui donne $m = 9{,}80 . 10^{-15}$. Cette valeur portée dans la dernière équation on trouve $k = 560.10^{-16}$, et pour le granule un rayon de 0$^{\mu}$,12. La pression osmotique, pour n granules dans l'unité de volume est donc $n \times 560 . 10^{-16}$.

Comparons ce résultat à ce que serait la pression exercée par un gaz pour n molécules par unité de volume : Cette pression serait $n \frac{RT}{N}$, R étant la constante des gaz parfaits, T la température absolue, N le nombre 7.10^{22} de molécules contenues dans une molécule gramme. Tout calcul fait, cela donne $n \times 545 . 10^{-16}$ nombre égal au précédent dans les limites de précision possible.

Les granules en suspension fonctionnent donc comme les molécules *visibles* d'un gaz parfait avec un poids moléculaire égal environ à $5{,}3 . 10^{9}$. Il en résulte que l'*énergie cinétique moyenne d'un granule de colloïde est égale à celle d'une molécule*.

L'auteur appelle l'attention sur l'importance de ces expériences au point de vue de l'appui qu'elles apportent à la théorie cinétique des fluides.

L. Matout.

Réactions chimiques dans le champ magnétique. — G. Berndt. *Phys. Zeitschr.*, 1908, 15, 512 Av.

Nichols a cru observer que le champ magnétique accélère certaines réactions chimiques (dissolution du fer dans les acides) et augmente la quantité de chaleur dégagée. Berndt a repris ces expériences avec beaucoup de soin et attribue le résultat de Nichols à des erreurs expérimentales. D'après lui, la réaction dans ses grands traits n'est pas modifiée. Elle est un peu régularisée parce que l'orientation des particules dans le champ s'oppose aux tourbillonnements de matière.

Léon Bloch.

La décomposition de l'ammoniaque par l'effluve considérée comme réaction monomoléculaire. — Robert Pohl (*Zeitsch. f. Elektrochemie*, 1908, 52 Av.).

A propos d'un travail de M. Davies sur le même sujet, l'auteur rappelle qu'il a démontré précédemment le carac-

être monomoléculaire de cette décomposition par l'éthylène et calcule les constantes de la réaction. — Léon Brunel.

De l'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau. — **G. Leithauser et R. Pohl** (*Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **10** 249-1908). — La condensation de la vapeur d'eau en présence d'ozone, dans l'appareil à détente, présente deux caractères essentiels : 1° la condensation se fait pour une très faible détente et souvent sans détente aucune ; 2° il se produit dans bien des cas un brouillard bleu très fin qui ne diffracte pas la lumière, mais la diffuse seulement. Ces deux caractères conduisent à penser que cette condensation est due non pas à des ions, mais à des substances chimiques capables d'abaisser la tension de la vapeur d'eau. Ce sont ces substances que M. Leithauser et Pohl se proposent de rechercher. Ils font passer l'oxygène d'une bombe à travers un filtre de coton, un serpentin plongé dans la neige carbonique (pour dessécher), un appareil à ozone de Siemens, et dans l'appareil à détente. Les expériences montrent que la présence d'azote dans l'oxygène ozonisé est nécessaire ; de l'oxygène à 96.2 pour 100, contenant 68 grammes d'ozone par mètre cube, ne donne presque pas de brouillard appréciable dans un appareil bien purgé d'air, tandis que, si l'on ozonise de l'air, il suffit de quelques dixièmes de gramme d'ozone par mètre-cube pour produire une condensation notable. Le phénomène est donc dû à des oxydes d'azote. Une preuve de plus est le fait suivant : si on fait passer les gaz ozonisés dans un serpentin à — 79° où se condensent les oxydes d'azote, on n'observe plus de brouillard. Pour déterminer la nature de ces oxydes d'azote, on fait passer de l'oxygène pur non ozonisé sur de l'anhydride azotique solide à une température où celui-ci a une légère tension de vapeur, on obtient alors dans l'appareil à détente un brouillard épais constitué par de grosses gouttes irisées. Si on fait passer de l'oxygène ozonisé sur N^2O^5 à une température où ce corps n'a pas de tension de vapeur sensible, on obtient le brouillard bleu seulement. Si on élève légèrement la température de l'anhydride azotique on obtient à la fois un nuage épais et le brouillard bleu. Les grosses gouttes sont donc dues à N^2O^5, la brume bleue à un corps qu'on obtient par action de O^3 sur N^2O^5 et qui est peut-être l'anhydride perazotique de Hautefeuille et Chappuis. Des phénomènes analogues se produisent quand l'oxygène qu'on ozonise contient une trace de chlore qui donne alors un anhydride d'acide chlorique ; de même quand on fait passer l'ozone à travers de l'acide sulfurique (Townsend) ou de l'iodure de potassium (acide iodique). En résumé l'ozone condense la vapeur d'eau sans détente, toutes les fois qu'il peut créer un anhydride capable d'abaisser la tension de vapeur de l'eau. — L. Bull.

Sur les agrégations moléculaires produites dans les gaz par refroidissement brusque. — **Gwilym Owen et Ll. Hughes.** (*Phil. Mag.*, **15** 746-761-1908). — Dans un travail récent, les auteurs ont montré que le refroidissement d'un gaz au-dessous d'une certaine température qu'ils appelaient « température critique », fait apparaître dans ce gaz des centres de condensation que l'on peut déceler en faisant passer ces gaz dans la chambre de détente d'un appareil de Wilson et en produisant la détente. A l'expression « température critique », qui a déjà une signification physique spéciale, les auteurs substituent l'expression « température de nucléation (nucleating temperature) ».

La formation des noyaux dépend principalement de la rapidité du refroidissement. L'appareil employé diffère un peu de celui qui était utilisé antérieurement ; un jeu de robinets permet de [illegible] le gaz dans le tube (tester) où l'on opère le refroidissement déjà refroidi. Ce tube est en forme de serpentin ou de boule. Les résultats obtenus avec cette méthode de refroidissement brusque sont beaucoup plus concordants que ceux que donnait la méthode de refroidissement lent précédemment employée, dans laquelle on faisait passer d'abord le gaz dans le tube (tester) que l'on refroidissait ensuite.

Plus le refroidissement est [illegible] plus la température de nucléation est élevée et plus est grand le nombre de centres produits à une température donnée.

Les résultats suivants s'appliquent à l'air purifié par M. O. K. la chaux sodée, P^2O^5, avant passé dans un long serpentin plongé dans l'air liquide, puis filtré sur un tampon de coton. Le tableau I s'applique au serpentin, le tableau II aux tubes en forme de boule.

Tableau I

[illegible]	[illegible]	[illegible]
— 125° C.	0	0
— 151°	[illegible]	0
— 155°	[illegible]	0
— 140°	Pluie notable.	0
— 175°	[illegible]	[illegible]
— 190°	[illegible]	[illegible]

Tableau II

[illegible]	[illegible]	[illegible]
— 75° C.	0	0
— 80°	0	[illegible]
— 86°	0	[illegible]
— 92	0	[illegible]
— 97°	Nombreuses gouttes.	[illegible]
— 102°	[illegible]	
— 107°	[illegible]	

Avec les deux derniers tubes, le refroidissement est plus brusque qu'avec le serpentin, à cause du plus grand diamètre des tubes d'amenée du gaz (7 millimètres au lieu de 5 millimètres).

Avec l'acide carbonique, il ne se produit de centre que si une partie du gaz se congèle et se sublime ensuite. L'éthylène ne donne rien même à — 190 degrés. Avec le méthane, les résultats obtenus sont analogues à ceux obtenus avec l'air.

Avec un mélange d'air et 5 pour 100 d'acide carbonique, les résultats obtenus sont identiques à ceux que donne l'air pur. Avec 50 pour 100 de CO^2, la température de nucléation est plus élevée.

Un mélange d'air et de 5 pour 100 d'éthylène, la température de nucléation est la même que pour l'air. Avec 50 pour 100 d'éthylène, elle est plus basse.

L'interprétation de ces phénomènes par la présence d'une impureté semble donc devoir être rejetée ; de même, l'hypothèse dans laquelle on supposerait que les centres consistent en des particules arrachées à la paroi puisque l'éthylène ne donne rien.

La présence d'humidité dans l'air ou l'acide carbonique modifie extrêmement peu les résultats.

Les centres de condensation ainsi produits sont assez

[illegible] s'affaiblissent lentement [illegible] la température à laquelle ils ont été produits. Par exemple, pour l'air, à la température de l'air liquide, au bout de deux heures, on n'obtient une lueur pâle au lieu du brouillard coloré. Au bout de 2 minutes, à 155 degrés, les centres ont disparu.

L'action chimique est sans effet sur ces centres : ils ne sont pas chargés. M. Morris.

Contribution à la physique de la flamme. — **H. Mache** (*Ann. der Phys.*, **24** 527-1907). — Dans un gaz explosif mélange d'air et de gaz d'éclairage brûlant librement à la pression atmosphérique, la flamme prend comme on sait la forme d'un cône, et l'angle au sommet γ de ce cône est lié à la vitesse d'écoulement u et à la vitesse de propagation *normale* de l'explosion C par la relation.

$$C = u \sin \gamma \qquad (1)$$

Cette relation fournit des valeurs de C relativement très faibles, de l'ordre d'une minute à la seconde. Comment concilier ces faibles valeurs avec les vitesses d'explosion énormes trouvées par Berthelot, Mallard et Le Châtelier, et généralement admises dans la balistique intérieure ? On sait que ces vitesses de l'onde explosive atteignent et dépassent la vitesse de propagation du son.

Un premier point observé par M. Mache est qu'à la base du cône il faut nécessairement admettre une vitesse de propagation de l'explosion C parallèle et égale à la vitesse d'écoulement u de gaz, sans cela le cône s'élèverait ou s'abaisserait. Quand u augmente C augmente, jusqu'à une valeur maximum $C_{max.}$, pour laquelle la flamme s'éteint brusquement. Cette valeur représente la vitesse maximum de propagation de l'explosion à partir de la surface incandescente, et l'angle très aigu γ observé à ce moment fait connaître la direction de cette vitesse, très voisine de la direction tangentielle. D'une série de mesures faites par M. Mache sur les mélanges d'air et de gaz d'éclairage, il résulte que la vitesse maximum $C_{max.}$ peut être très supérieure à la vitesse normale, le quotient $\frac{C_{max}}{C}$ augmentant avec la puissance explosive du mélange (teneur en gaz d'éclairage) et atteignant la valeur 25 pour des mélanges voisins de l'explosibilité maximum (17 % du gaz d'éclairage). Il y a là une première explication des très grandes vitesses d'explosion tangentielles (comparées aux vitesses normales) qu'on observe en balistique.

Pour mieux comprendre la grande différence entre les vitesses, il convient de remarquer qu'à la surface d'explosion, c'est-à-dire à la surface du cône bleu, il se produit une très grande variation de densité du gaz. C'est ce qui résulte de l'équation de continuité, qui nous apprend qu'il faut y présumer cette surface une réfraction des lignes de flux gazeux donnée par

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \qquad (2)$$

L'observation de l'angle de réfraction α (angle à la base du cône éclairant) fait connaître le rapport des densités $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, qui se trouve compris entre 2 et 4 pour le gaz d'éclairage, mais qui peut atteindre, pour des gaz beaucoup plus explosifs, des valeurs [illegible] 10 000 par exemple. Dans la surface d'explosion [illegible] les gaz [illegible] brusquement [illegible] et [illegible] brusquement. En fait, M. Mache calcule, au moyen de la théorie cinétique des gaz, la répartition des vitesses d'explosion autour de la surface. Il trouve que dans des circonstances convenables, la vitesse d'explosion suivant un angle voisin de la tangente doit dépasser de beaucoup la vitesse de propagation normale.

Ces considérations permettent d'expliquer la propagation des ondes explosives dans un tuyau rempli de gaz inflammable avec une vitesse très supérieure à la vitesse d'explosion normale. Elles rendent compte aussi de la propagation de la combustion à la surface des explosifs solides avec une vitesse beaucoup plus grande qu'en profondeur.

M. Mache a également vérifié d'une manière satisfaisante le théorème de Gouy, savoir la proportionnalité du débit à la surface de la flamme. Ce théorème résulte immédiatement de la remarque que le quotient du débit par la surface doit être égal à la vitesse d'explosion normale. Les vitesses d'explosion déterminées de la sorte ont été en assez bon accord entre elles. La surface de la flamme était mesurée par voie photographique. Léon Bloch.

Sur le frottement intérieur et la densité dans la flamme du bec Bunsen. — **A. Becker** (*Ann. der Phys.*, IV **24** 725-1907). Laboratoire de P. Lenard, Kiel). — D'après la théorie cinétique (Sutherland) la connaissance du coefficient de frottement intérieur des gaz donne des renseignements sur les forces qui s'exercent entre les molécules. Pour déterminer ce coefficient en différents points de la flamme du bec de Bunsen, M. Becker mesure au moyen d'une balance de torsion à fil horizontal, l'effort exercé sur une boule de verre par le courant gazeux qui constitue la flamme. La balance, très sensible, consiste en un fil de laiton de 81 centimètres de long et 24 millimètres de diamètre au milieu duquel est fixé perpendiculairement un tube capillaire très fin. Les boules sont fondues au bout d'un fil de platine qu'on introduit dans le tube. On détermine séparément l'action sur le fil de platine seul et sur la boule placée au bout du fil, la différence donne l'action sur la boule seule.

Des mesures préliminaires sur des gaz connus animés de vitesses connues montrent que pour des vitesses de l'ordre de celles qui se produisent dans la flamme l'effort W exercé sur une sphère de rayons r par le courant gazeux est représenté par une somme de deux termes, l'un proportionnel à la densité et au carré de la vitesse v du gaz (Newton), l'autre proportionnel au coefficient de frottement interne η et à la vitesse (Stokes)

$$W = k \rho r v^2 + \frac{4}{3} \pi \eta r v$$

k et η sont deux constantes indépendantes de la nature du gaz.

La mesure de v dans la partie chaude de la flamme (innere Flammenmantel) se fait par une méthode stroboscopique. Aux extrémités des 2 branches d'un diapason sont fixés deux écrans percés de fentes verticales qui se trouvent l'une en face de l'autre quand le diapason passe par sa position d'équilibre. A l'une des branches est attaché un tube rempli de naphtaline dont une des extrémités très fine se trouve dans le plan des deux fentes au moment où le diapason passe par sa position d'équilibre. Lorsque cette extrémité est introduite dans la flamme il se produit par la combustion de la naphtaline un trait lumineux qui prend une forme sinusoïdale quand le diapason vibre. Le dispositif stroboscopique permet de déterminer la longueur d'onde λ de cette sinusoïde, d'où on tire la vitesse v des gaz de la flamme $v = \lambda N$, N fréquence du diapason. Cette vitesse est sensiblement constante dans toute la flamme et varie suivant le cas de 112 centimètres sec. à 150 centimètres sec. La vitesse dans le cone central obscur est plus faible, on la détermine simplement en mesurant

la quantité de gaz qui passe dans le bec par unité de temps, la section du cône; et la température du cône étouvé.

Résultats : L'effort exercé sur la boule est constant dans le cône, puis croît rapidement dans la partie chaude de la flamme à mesure qu'on s'élève (l'angle de torsion croît de 4 degrés à 10 degrés dans certains cas, de 8 degrés à 12 degrés dans d'autres). Pour discuter les résultats il faut connaître la température de la flamme ou du moins la température du voisinage de la boule. Becker le fait au moyen d'éléments Le Chatelier ou encore en comparant l'éclat de la perle de verre avec celui d'une perle identique placée dans un four électrique. Ces mesures sont très grossières. La température dépend du diamètre de la boule (1000 degrés pour les plus grosses, 1150 pour les plus fines).

Au voisinage immédiat de la pointe du cône le coefficient de frottement est sensiblement le même que celui qu'on peut calculer au moyen de la loi des mélanges et des formules de Sutherland, connaissant la composition du mélange gazeux et admettant que sa température près de la boule de verre est de 1100 degrés. Mais si l'on s'élève dans la flamme le coefficient de frottement qui croît rapidement, devient vite supérieur aux valeurs calculées. L'auteur en conclut que de nouvelles forces entrent en jeu, les forces d'attraction d'origine chimique et électrique dont le phénomène étudié donnerait une mesure. L'action de ces forces serait maxima là où l'émission lumineuse serait maxima d'après les expériences de Lenard, dans la partie extérieure de la flamme (Ausserer flammenmantel). Les résultats sont indépendants de la présence dans la flamme de sels colorants. Enfin les mesures ne permettent pas de déterminer la densité avec exactitude.

Je ferai remarquer pour terminer que les gaz de la flamme ont une température d'environ 1800 degrés; la boule de verre est environ à 1100 degrés; le phénomène n'est plus isotherme. Est-ce que la théorie ordinaire de la viscosité s'applique encore? Quelle température faut-il attribuer au mélange gazeux? L'auteur admet que c'est 1100 degrés. On pourrait aussi bien admettre 1800 degrés car le gaz ne se refroidit qu'au contact de la sphère de verre, et là la vitesse d'écoulement est certainement plus faible que dans le reste de la flamme. De plus l'auteur ne discute pas la précision de ses expériences. En un endroit il trouve, entre deux nombres qui devraient être identiques, une différence de 7 pour 100 qu'il n'explique pas; en d'autres endroits au contraire il donne des nombres avec 5 chiffres significatifs.

E. Bauer.

Technique

Sur l'effet de la position du réseau (ou du prisme) sur le pouvoir résolvant d'un spectroscope. — Alfred W. Porter (*Phil. Mag.*, **15**-762-764-1908). — En lumière monochromatique, pour une fente de largeur donnée, la largeur de l'image est d'autant plus petite que le faisceau incident tombe sur le prisme sous une incidence plus voisine de l'incidence rasante (H. Morris-Airey)[1]. Si on considère également la variation de la distance qui sépare les faisceaux émergents correspondant à deux longueurs d'ondes voisines, le rapport de cette distance à la largeur de l'image varie comme $\frac{1}{\cos \ldots}$ [illegible] étant l'angle d'incidence sur le réseau. Il y a donc avantage à ce que $\cos \ldots$ soit voisin de zéro, bien que ce ne soit pas la position pour laquelle la dispersion est maxima.

Dans le cas du prisme, on arrive à la même conclusion; de plus la dispersion augmente et on peut obtenir une grande dispersion avec un spectroscope ordinaire.

[illegible]

Spectroscope autocollimateur de grande clarté Du Bois, Elias et Lowe (*Proc. Roy. Soc.* [illegible], **10** 729, 1908, A). — Le spectroscope décrit dans cette note est un appareil à 2 prismes complets de 60° et 2 demi-prismes de 30° pour l'entrée et la réflexion des rayons (fig. 1). Les artifices qui permettent d'avoir une clarté plus grande que dans les appareils similaires sont :

1° Choix de l'indice de réfraction des prismes de telle manière que l'incidence sur les trois derniers prismes du train soit l'incidence breswtérienne, ce qui évite toute perte par réflexion de la lumière polarisée parallèlement à l'arête des primes.

2° Emploi d'un objectif de grande ouverture (diam. 67 millimètres, distance focale, 260 millimètres, soit pour l'ouverture $\frac{1}{4}$).

Pour éviter la courbure des images monochromatiques de la fente objet I celle-ci est légèrement courbe (ray. de

Fig. 1

courbure 70 millimètres); mais cela ne rétablit la rectitude des images que pour une couleur moyenne. La longueur de la fente est de $3^{mm},5$.

A sa sortie de l'appareil la lumière peut, ou bien traverser une seconde fente I' si l'appareil doit fonctionner comme source de lumière monochromatique, ou bien traverser un oculaire, ou bien pénétrer dans une chambre photographique [illegible].

Les prismes sont montés sur un mécanisme d'engrenages qui les maintient au minimum de déviation quand on fait tourner le prisme II au moyen d'une vis tangente C. Ce mécanisme, sommairement indiqué, paraît moins simple que celui qu'a imaginé M. Hamy[1].

La face d'entrée du premier prisme, qui mesure 52×52^{mm}, n'est pas tout à fait normale à l'axe optique, pour éviter les réflexions. Plusieurs autres précautions sont prises dans le même but. Néanmoins il reste toujours un peu de lumière diffuse comme dans tous les appareils à prismes.

Pour l'ultra-violet on remplace l'objectif à 3 lentilles par une lentille achromatique en quartz et fluorine (d'ouverture $\frac{1}{8}$) les prismes de verre par des primes de Cornu, l'argenture de la seconde face du dernier prisme [illegible]

1. *Phil. Mag.*, Mars 1906-414.

1. Hamy, *Journal de physique*, 7 [illegible] 1908.

[illegible] sur l'ultra-violet et [illegible] à la glycérine sur la face du prisme.

[illegible] est graduée par comparaison. On se sert pour [illegible] spectres [illegible] l'hélium, du mercure, du spectre d'étincelle du cuivre et du spectre de flamme du potassium. La fente I est pour cette opération partiellement recouverte d'un petit prisme à réflexion totale. La précision des lectures est de l'ordre de 0,05.

Malgré sa grande clarté l'appareil a une bonne dispersion, comme l'indique le tableau suivant :

Appareils.	Dispersion.
[illegible]	1,5 pour 1 [illegible]
[illegible]	0,8 —
[illegible]	2,0
[illegible]	1,96 —
[illegible] 1 [illegible] 5684 lignes au c. ray. 590 c.	2,18 —

Louis Dunoyer.

Nouvelle machine à influence (multiplicateur). — N. Roseltvedt (*Phys. Zeitsch.*, 1er juillet 1908, 15, 445). — Description d'une machine électrostatique à [illegible], construite sur un principe analogue à celui qui a été signalé par Lustner. Application aux collecteurs atmosphériques. L. B.

Pouvoir émissif et éclairement du sélénium cristallisé. — L. Amaduzzi (*Rend. Acc. Lincei*, 8 mai 1908, 9, 590). — Les recherches expérimentales de Hagen et Rubens ont très bien vérifié, pour la plupart des métaux, la relation indiquée par la théorie électromagnétique de la lumière entre le pouvoir réfléchissant (relatif aux grandes longueurs d'onde) et la conductibilité électrique. Le bismuth seul fait exception, son pouvoir émissif observé est 2,54 fois plus grand que le nombre calculé. D'ailleurs la variation de conductibilité du bismuth dans le champ magnétique n'est accompagnée d'aucune variation correspondante du pouvoir émissif. M. Amaduzzi s'est proposé de rechercher si le sélénium, comme le bismuth, présente une anomalie par rapport aux propriétés optiques. Il a recherché si les variations de conductibilité corrélatives de l'éclairement sont accompagnées, comme le voudrait la théorie des métaux, de variation du pouvoir émissif. Il s'est servi pour cela d'un cube de Leslie, portant sur 3 faces différentes [illegible] et dont la 4e face était noircie. Le cube [illegible] pour [illegible] 75 degrés, la face noircie donnant à la pile thermoélectrique de Melloni un rayonnement correspondant à 120 divisions de l'échelle. L'éclairement du sélénium n'a produit aucune variation sensible de son pouvoir émissif. Cette expérience semble confirmer l'opinion, déjà émise par Righi, que la conductibilité électrique du sélénium [illegible] électrolytique que métallique.

Louis Bloch.

Sur la radiation nocturne. — A. Lo Surdo (*R. Accad. Lincei*, 1908, XV, 253). — Historique de la question. Résultats de quelques mesures effectuées à Naples avec un appareil analogue au pyrhéliomètre d'Angström. Indications sur un appareil nouveau. La radiation nocturne atteint son maximum un peu avant le lever du soleil, mais déjà à 9 heures du soir sa valeur est voisine du maximum. L. B.

Une forme satisfaisante de grande résistance. — G. W. Stewart (*Phys. Rev.*, 26, 502, 505, 1908). — Ces grandes résistances s'obtiennent en pulvérisant sur une lame isolante un mélange de noir de fumée et de laque à base de pyroxyline.

L'auteur a employé la laque « Japan L. » [1]. Avec une bande de 2 millimètres de large et de 3 millimètres de long, on peut avoir des résistances comprises entre 3000 ohms et 5 mégohms. Avec une bande de 0,2 millimètres de large et 4 mètres de longueur, on peut avoir 40 000 mégohms. La couche de pyroxyline ne se détériore pas.

Ces résistances présentent une assez grande variation au début de leur construction, mais leur variation devient de plus en plus lente ; elles varient peu avec le voltage. La variation avec la température est de l'ordre de 0,1 à 0,15 pour 100 par degré ; elle dépend du support. M. Moulin.

Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction. — M. G.-A. Hemsalech (*C. R.*, *Académie des sciences*, 146, 1095). — En photographiant sur une pellicule mobile des étincelles de self-induction, l'auteur observa des stries équidistantes dont la présence dans les oscillations le conduisit à l'hypothèse de l'existence d'oscillations [2] d'ordre supérieur constituant des harmoniques de l'oscillation fondamentale.

Cette hypothèse ayant été déclarée fausse par MM. Batelli et Magri [3], qui, se basant sur leurs propres expériences, ont attribué ces stries à des expulsions irrégulières de vapeurs métalliques, M. Hemsalech [4] reprend l'exposé de ses expériences personnelles : d'abord la méthode photographique qui permet de suivre le développement des harmoniques dans chacune des oscillations fondamentales d'une même étincelle ; ces harmoniques se manifestant par une augmentation momentanée des vapeurs métalliques libérées des électrodes par l'étincelle ; puis la méthode du courant d'air. Par cette dernière méthode l'existence des harmoniques est nettement mise en évidence. D'abord avec un courant d'air faible soufflant l'étincelle, les oscillations fondamentales se séparent et forment une série de petits arcs lumineux ; si l'on augmente la vitesse du courant d'air on voit les oscillations se séparer à leur tour en les harmoniques qui les constituent, leur luminescence donnant le spectre de l'azote, ce qui infirme la supposition de MM. Batelli et Magri au sujet du rôle des vapeurs métalliques.

L'auteur étudie ensuite l'influence d'un champ magnétique sur les oscillations, puis l'influence des courants de Foucault et de l'hystérésis du fer, et termine par des considérations sur l'origine des harmoniques, qui prendraient naissance dans la bobine de self-induction insérée dans le circuit de décharge du condensateur, et seraient régies par la nature de cette bobine. Quelques essais réalisés avec différentes bobines confirment cette manière de voir.

L. Matout.

1. The [illegible] Japan Company, Stamford, Conn.
2. Hemsalech, *C. R.*, 144, 751, 1907.
3. Batelli et Magri, *Atti R. Acc. dei Lincei*, 16, 12, 1907.
4. Hemsalech, *C. R.*, 140, 1105, 1905.

Le Gérant : Pierre Aubry. 65.055. — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

Les radiations des corps minéraux. — H. Moore. H. Dunod et Pinat, éditeurs, Paris.

Annuaire de la Belgique scientifique, artistique et littéraire. Publié par l'Institut international de Bibliographie, Bruxelles. Année 1908.

L'annuaire de la Belgique scientifique, artistique et littéraire constitue un guide de renseignements sur les Institutions de toute nature qui existent actuellement en Belgique dans le domaine des Sciences, des Lettres et des Arts : Administration, publiques, Associations internationales, Sociétés savantes, Archives, Bibliothèques, Musées et Collections privées, Instituts scientifiques et Établissements d'enseignement supérieurs.

Le but que l'on s'est proposé en publiant cet annuaire est d'ordre tout pratique. Mais là ne se limite pas sa portée. En le parcourant, on a l'impression de se trouver en présence d'un essai d'inventaire de ce qu'on pourrait appeler l'outillage intellectuel de la Belgique. Et certes on est frappé de la variété et de l'intensité de la vie de l'esprit en Belgique.

Notices

Polyphos (Munich). Tubes de Röntgen de [illegible] tubes à anti-cathodes en platine riche et platine fer.

Leybold (Cologne). Appareils pour la production d'un vide très élevé (Dr. Gaede). Pompe préparatoire et accessoires divers. Voir le *Radium*, 5 1908.

Siemens-Schuckert (Berlin). Pompe électrique par l'obtention du vide à 5 millimètres de mercure.

H. Boas (Berlin). Bobines d'induction de grande puissance à enroulement spécial et circuit magnétique fermé. Transformateurs. Interrupteurs à mercure. Condensateurs à grand isolement. Galvanomètres.

H. Boas (Berlin). Condensateur à capacité variable. Oscillographe à décharge dans le vide. Nouvelle lampe à mercure.

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins.
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes températures sur l'émanation du Radium et de ses produits.
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Étude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

SOMMAIRE DU N° DE SEPTEMBRE 1908

Mémoires originaux

E. Rutherford et H. Geiger. — Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives.

E. Rutherford et H. Geiger — La charge et la nature des particules α.

Mémoires traduits

G.B. Pegram et H. Webb. — Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium, par suite de sa radioactivité.

J. J. Thomson. — Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique. — Ionisation.

Sommaire analytique des travaux.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon — PARIS

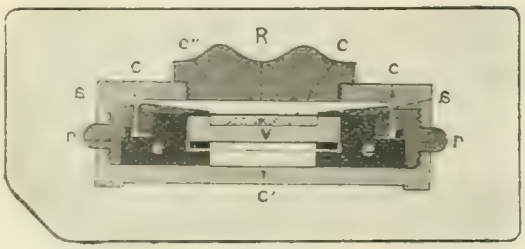
Téléphone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels; les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

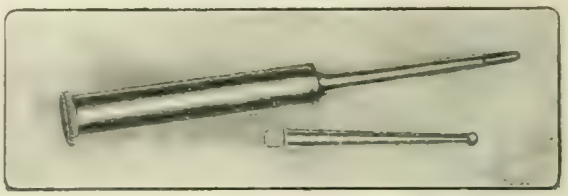
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

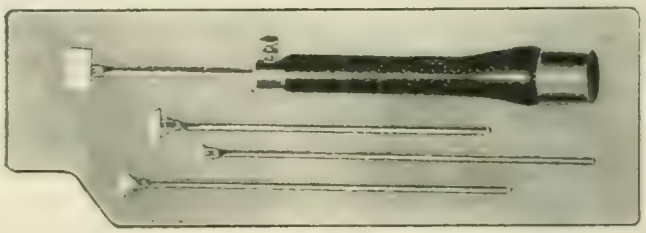
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

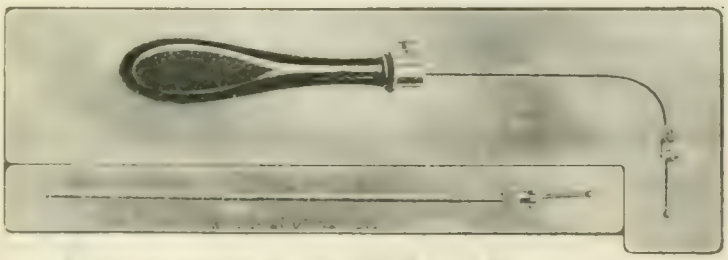
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

Même dispositif que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 11. — Novembre 1908

Sommaire analytique

Radioactivité

Loi de production de l'hélium par le radium (James Dewar) 332
Action chimique de l'émanation du radium (A.-T. Cameron et William Ramsay) 339
Sur la dispersion des particules α par la matière (H. Geiger) . 340
Parcours et absorption des rayons α. — Note complémentaire sur les rayons secondaires des rayons α (L. Aschkinass) 341
Les rayons γ secondaires produits par les rayons γ du radium (C.-A. S. Eve) 342
Le spectre de l'émanation du radium (Alex. Thomas Cameron et Sir William Ramsay) 343
Sur le spectre de l'émanation du radium (E. Rutherford) . 343
Condensation des émanations de l'actinium et du thorium (S. Kinoshita) 343
Sur l'activité relative de l'émanation et du dépôt radioactif du thorium et de l'actinium (Howard L. Bronson) . . 344
L'actinium C, nouveau produit à courte durée de l'actinium (O. Hahn et Lise Meitner) 344
Sur les rayons β de l'actinium (O. Hahn et Lise Meitner) . 345
Expériences avec l'émanation du radium. — Le volume de l'émanation (E. Rutherford) 345
La quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère (John Satterly) 347
Sur la quantité d'émanation de radium présente dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre (A.-S. Eve) 347
Recherche sur les constituants denses de l'atmosphère (B. Moore) 348
La relation entre l'uranium et le radium (Frederick Soddy) 348
Essais pour déceler la production d'hélium par les éléments radioactifs primaires (Frederick Soddy) 348
Sur la radioactivité du potassium et des autres métaux alcalins (J.-C. Mc Lennan et W.-T. Kennedy) . . 348

Électronique

Sur une influence des rayons cathodiques sur les rayons canaux (Jean Becquerel) 329
Sur la lumière positive et le passage de l'électricité dans les gaz (P. Villard) 336
Sur l'émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents (R.-W. Wood) 348
Recherches sur la fluorescence de la vapeur de sodium (Hans Zickendraht) 349
Observations de K. Honda sur la polarisation rotatoire naturelle et magnétique dans les cristaux (W. Voigt) . . 349

Radiations

Sur la longueur d'onde des rayons restants du gypse (John Koch) 350
Sur les spectres discontinus de luminescence cathodique de certains composés aromatiques (Otto Fischer) . . . 350
Sur l'action photographique des métaux et du peroxyde d'hydrogène (Sem Sealand) 350

Ionisation

Recherches sur la diffusion des ions gazeux (Ed. Salles) 321
Influence de la pression sur l'ionisation des gaz (E. Rothé) 325
L'énergie cinétique des électrons négatifs émis par les corps chauds (O.-W. Richardson et L. C. Brown) . . 351
La sursaturation et la condensation en brouillard de certaines vapeurs organiques (T.-H. Laby) 352

Technique

Électromètres et électroscopes à compensation (M. Hurmuzescu) 331

REVUE DES LIVRES

La moderna teoria dei fenomeni fisici (Radioattivita, Ioni, Elettroni). — Les théories modernes des phénomènes physiques (Radioactivité, ions, électrons). — Die moderne Theorie der physikal. Erscheinungen (Radio-aktivität), Ionen, Elektronen (A. Righi) 352
Il moto dei ioni nelle Scariche Elettriche (A. Righi) . 352
La Ionizzazione e la Convezione Elettrica nei Gas (F. Amaduzzi) 352
Annuaire du Bureau des longitudes pour l'an 1909 . . . 352

Sommaire par noms d'auteurs

ANGELI (A.) :
[illegible] Elettrica nei Gas . . 552

ASCHKINASS (E.) :
[illegible] des rayons α. — Note complémentaire sur les rayons secondaires des rayons α. 541

BECQUEREL (JEAN) :
Sur une influence des rayons cathodiques sur les rayons canaux 329

BRONSON (HOWARD L.) :
[illegible] de l'émanation et du dépôt radioactif du thorium et de l'actinium. 544

CAMERON (A.-T.) et RAMSAY (WILLIAM) :
Action chimique de l'émanation du radium . 559

CAMERON (ALEX. THOMAS) et RAMSAY (SIR WILLIAM) :
[illegible] de l'émanation du radium. . . . 545

DEWAR (JAMES) :
Loi de production de l'hélium par le radium. 552

EVE (C.-A.-S.) :
Les rayons β secondaires produits par les rayons γ du radium 542
Sur la quantité d'émanation de radium présente dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre 547

GIESEL (H.) :
Sur la dispersion des particules α par la matière 540
Sur les rayons β de l'actinium 545

HAHN (O.) et LISE MEITNER :
[illegible] nouveau produit à courte durée de l'actinium . 544

HANS ZICKENDRAHT :
Recherches sur la fluorescence de la vapeur de sodium. 549

HENRIETZESCU (M.) :
Electromètres et électroscopes à compensation 551

KINOSHITA (S.) :
Condensation des émanations de l'actinium et du thorium 545

KOCH (JOHS) :
Sur le [illegible] des rayons restants du gypse 550

[illegible] (J. H.) :
La sursaturation et la condensation en brouillard de [illegible] . . . 552

[illegible] (J. G. M.) et KENNEDY (W. J.) :
Sur [illegible] des autres modifications 548

MEYER (E.) :
Recherche sur les constituants denses de l'atmosphère. 548

OTTO FISCHER :
Sur [illegible] de fluorescence cathodique [illegible] composés aromatiques. . 550

[illegible] (O. W.) et BRUNS (H. G.) :
L'énergie cinétique des électrons négatifs émis par les [illegible] 551

RIGHI (A.) :
La moderna teoria dei fenomeni fisici (Radioattività, [illegible] des phénomènes physiques (Radioactivité, ions, électrons) . [illegible] 552
[illegible] 552

RUTHERFORD (E.) :
[illegible] . 545
[illegible] 545

[illegible] (J.) :
Influence de la pression sur l'ionisation des gaz . . 525

SATTLER (LO.) :
Recherches sur la diffusion des ions gazeux. 521

SATTERLY (JOHN) :
La quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère. 547

SEM SEALAND :
Sur l'action photographique des métaux et du peroxyde d'hydrogène 550

SODDY (FREDERICK) :
La relation entre l'uranium et le radium. 548
Essais pour déceler la production d'hélium par les éléments radioactifs primaires 548

VILLARD (P.) :
Sur la lumière positive et le passage de l'électricité dans les gaz 556

VOIGT (W.) :
Observations de K. Honda sur la polarisation rotatoire naturelle et magnétique dans les cristaux 549

WOOD (R.-W.) :
Sur l'émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents 548

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Ueber die β Strahlen des Aktiniums. — O. HAHN et LISE MEITNER (Extrait du *Phys. Zeitsch.*).

Bulletin de la Société Française de Photographie (Année 1908).

L'hygiène par les cures thermales. — H. MAUBAN (Ch. Delagrave, éditeur, Paris). — L'ouvrage de 225 pages contient une étude très intéressante des caractères physiques et chimiques des eaux minérales et des notes sur leur radioactivité.

Ueber Kathodenstrahlen. — LENARD (Barth, éditeur, Leipzig). Conférence faite à Stockholm le 28 mai 1906 pour la réception du prix Nobel.

Œuvres de Pierre Curie publiées par les soins de la Société Française de Physique (Gauthier-Villars, éditeur, Paris).

Notice sur la vie et les travaux de Mendéleef.

Théories modernes sur la matière. — M. E. POZZI-ESCOT (J. Rousset, éditeur, Paris). Brochure d'une centaine de pages dans laquelle l'auteur se propose d'exposer simplement les théories et les faits qui servent de bases à la conception actuelle de la constitution de la matière. Il passe rapidement en revue les propriétés des ions et des électrons, les phénomènes de radiation, de radioactivité pour arriver à des conclusions analogues à celles que M. G. Lebon a développées dans son ouvrage : *L'évolution de la matière*.

La radioactivité de la matière. — M. E. POZZI-ESCOT (J. Rousset, éditeur, Paris). Exposé sommaire des propriétés fondamentales des substances radioactives.

Notices

R. Fuess (Berlin). Pompes rotatives pour l'obtention du vide, pour la circulation des liquides et des gaz.

The Leeds and Northrup Co (Philadelphie). Appareils portatifs et modèle complet pour l'essai des câbles, comprenant une notice détaillée pour le réglage et l'emploi des différents appareils. Notice sur la théorie et le fonctionnement du galvanomètre balistique. Appareils de mesure divers, condensateurs étalons, condensateurs à capacité variable. Nouveau galvanomètre type Deprez-d'Arsonval de grande sensibilité (10 ⁻⁷ Ampère), grande simplicité, prix peu élevé (complet 100 francs).

MÉMOIRES ORIGINAUX

Recherches sur la diffusion des ions gazeux

Par Ed. SALLES

Laboratoire de physique du Collège de France

Lorsqu'un gaz ionisé se trouve dans un récipient métallique, les ions qui sont contre la paroi ont leurs charges neutralisées par les charges de signes contraires qu'ils induisent sur le métal; ceci se traduit par un gradient dans la concentration des ions, et diffusion de ces derniers vers la paroi. Le phénomène est analogue à celui qui a lieu quand on renferme un gaz humide dans un récipient dont les parois sont humectées d'acide sulfurique.

Le coefficient de diffusion des ions a une importance capitale, car connaissant sa valeur et celle de la mobilité, on peut calculer facilement la charge portée par un ion. On a, en effet, comme l'a montré Townsend[1] :

$$e = \frac{uP}{Kn}$$

e = charge de l'ion.
u = mobilité de l'ion.
K = coefficient de diffusion.
n = nombre de molécules par c. c. à la température de l'expérience.
P = pression atmosphérique.

On doit à Townsend un ensemble de recherches très intéressantes sur la question; ce savant a trouvé que le coefficient de l'ion + est plus petit que celui de l'ion —, et pour les gaz étudiés que l'un et l'autre coefficient de diffusion est plus faible que celui des gaz diffusant l'un dans l'autre. Il en résulte que les ions sont des agrégats moléculaires; on voit de plus qu'un gaz ionisé traversant un tube métallique devra présenter à la sortie une charge +, un nombre plus grand d'ions — que d'ions + ayant disparu par diffusion.

Le dispositif de mesure de Townsend (fig. 1) est le suivant. Le gaz qui traverse le tube A_1 est ionisé par des rayons de Röntgen traversant la fenêtre d'aluminium W_1; il rencontre alors un ensemble de 12 tubes métalliques T_1 de 5 millimètres de diamètre intérieur environ et de 10 centimètres de longueur, soudés dans deux rondelles p', lesquelles obturent exactement le tube; les trous où sont soudés les tubes sont équidistants les uns des autres et se trouvent sur un cercle dont le centre est celui des disques. Au cours

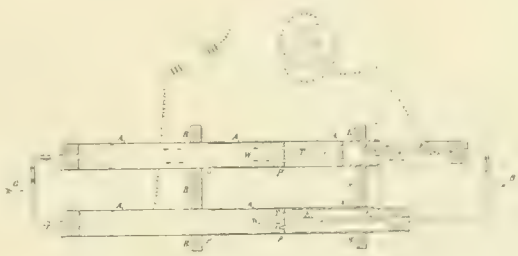


Fig. 1.

du passage un certain nombre d'ions disparaissent par diffusion; le reste, arrivant dans le champ électrique créé entre l'électrode E_1 et le tube, est extrait du gaz. Si le tube est chargé positivement, l'électrode recueille des charges +, et des négatives s'il est —. On répète la même expérience, en faisant passer cette fois le gaz dans le tube A_2, identique au précédent, sauf en ce que le groupe T_1 est remplacé par le groupe T_2 identique au précédent, mais différent en ce que les tubes n'ont qu'un centimètre de longueur.

Townsend a montré que, si l'on appelle c_1 le courant de saturation mesuré dans le premier cas, c_2 dans le second, K le coefficient de diffusion, u le débit, l_1 et l_2 les longueurs des tubes étroits employés dans l'une et l'autre expérience, on a :

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{0{,}195\,e^{-7{,}51\frac{Kl_1\pi}{u}} + 0{,}024\,e^{-60{,}6\frac{Kl_1\pi}{u}}}{0{,}195\,e^{-7{,}51\frac{Kl_2\pi}{u}} + 0{,}024\,e^{-60{,}6\frac{Kl_2\pi}{u}}}.$$

Posant alors $7{,}51\,\frac{Kl_1\pi}{u} = x$, et $\frac{c_1}{c_2} = y$, on détermine les valeurs de y pour un nombre de valeurs de x que l'on se donne, et on construit la courbe. Les mesures fournies par les expériences donnent $\frac{c_1}{c_2} = y$,

1. *Phil. Trans.* A, 193-129 et *Ions, électrons, corpuscules*, 2-920.

il suffit de se porter sur le graphique pour trouver r ; [illegible] obtenu, on connaît l_1, u, π rapport de la circonférence au diamètre, il est par suite facile de calculer K[1].

Townsend a fait un grand nombre de déterminations de K avec divers gaz (air, acide carbonique, hydrogène, oxygène) et diverses sources de radiations (rayons de Röntgen, radium, rayons ultra-violets, aigrette).

Ayant entrepris un ensemble de recherches sur la diffusion des ions, j'ai essayé de perfectionner la méthode expérimentale. D'autre part Townsend ne semble pas s'être préoccupé d'un point, qui aurait de l'importance s'il était démontré : J.-J. Thomson[2] citant d'anciennes expériences de Rutherford[3], dit que peut être à la diffusion s'ajoute un effet spécifique dû au métal qui forme la paroi. Les expériences de Rutherford sont purement qualitatives : si, toutes conditions expérimentales restant les mêmes, on fait traverser à un gaz ionisé des tubes de zinc, étain ou cuivre, il y a dans les deux premiers cas une différence de 20 pour 100 entre la densité en ions + et celle en ions − à la sortie ; avec le cuivre elle est beaucoup moindre.

Désirant élucider ce fait, j'ai imaginé un appareil permettant à la fois d'étudier la diffusion avec différents métaux, puis sous des pressions variées, supérieures à la pression atmosphérique, Townsend ne l'ayant fait que pour des pressions inférieures.

La source d'ionisation choisie a été le radium ; mais plus tard en n'employant qu'une moitié de l'appareil, c'est-à-dire un des tubes A_1, A_2, j'ai fixé à l'intérieur du tube une bague d'argent recouverte de polonium ; ce produit a l'avantage de ne pas donner de rayons pénétrants, et par suite de produire une zone d'ionisation bien définie. De plus, afin d'avoir à l'entrée des tubes une répartition bien régulière des ions au sein du gaz, la distance entre la région d'ionisation et l'entrée des tubes a été portée à 15 centimètres environ.

La nécessité de donner une épaisseur relativement forte aux fenêtres d'ionisation, par suite des pressions que l'appareil devait supporter, et dans le cas d'une source ionisante placée extérieurement, entraînait un doute sur l'égale transparence des deux fenêtres ; il fallait donc pouvoir faire passer les tubes longs de A_1 en A_2 ; et cela sans ouvrir l'appareil une fois rempli du gaz à examiner ; il fallait aussi pouvoir introduire des ensembles T_1 et T_2 de métaux différents. Pour opérer le remplacement de T_1 par T_2 et varier les métaux, j'ai monté 5 couples de batteries T_1 et T_2 (T_1 longueur 10 centimètres, T_2 longueur 1 centimètre, diamètre 2 millimètres), dans un disque analogue à un barillet de révolver de grandes dimensions ; ce disque était enfermé dans un récipient étanche. Les substances métalliques employées étaient les suivantes : acier, maillechort, laiton. La réalisation de ce dispositif a été exécuté comme il suit (fig. 2). J'ai intercalé sur le parcours des tubes A_1A_1, A_2A_2, un récipient

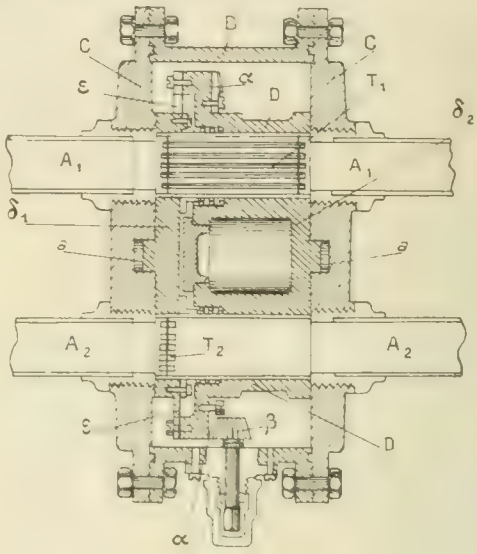


Fig. 2.

étanche B en bronze de forme cylindrique, fermé par deux plateaux en bronze tourné, portant chacun deux ouvertures opposées où viennent se brancher les tubes A_1A_1, A_2A_2. Les ensembles T_1, T_2 étaient logés dans un bloc cylindrique D tournant à l'intérieur de B, autour de 2 axes $a\,a$, logés dans deux crapaudines ménagées elles-mêmes dans chacun des deux plateaux C. Le bloc D se termine par deux faces parallèles rodées sur les deux fonds C pour assurer l'étanchéité. Il porte une crémaillère $\alpha\,\alpha$ attaquée par un pignon β manœuvrable de l'extérieur au moyen d'une manivelle, l'axe du pignon traversant un presse-étoupes. D est percé de six trous cylindriques équidistants, et dont les centres se trouvent sur une même circonférence, dont le centre est celui de la face de D. Le mouvement de D au moyen de $\alpha\beta$, a pour effet d'amener successivement les divers éléments T_1, T_2, sur l'un des parcours A_1A_1, A_2A_2. Un top placé à l'intérieur annonce que T_1 et T_2 sont en place ; un double top annonce la mise en place du groupe acier court en A_2, connaissant l'ordre dans lequel les groupes sont placés, il est facile de savoir sur lesquels on opère. Ajoutons que le bloc D a été allégé dans toutes les parties inutiles, ce qui lui donne vaguement l'aspect d'un très gros barillet de révolver. Le problème de l'étanchéité entre D et B était particulièrement délicat, M. Jobin, qui a construit l'appareil avec un soin par-

1. [illegible]
2. [illegible] p. [illegible]
3. [illegible] 1898, [illegible]

fait, a tourné la difficulté de la façon suivante. Le bloc D est en deux pièces δ_1 et δ_2, centrées l'une sur l'autre, dressées sur les deux faces, mais assemblées par un joint flexible étanche, constitué par une rondelle de cuivre rouge. Quand on opère sous pression, les fuites, qui pourraient se produire entre T_1 T_2 et leurs logements dans D, vont se rassembler dans l'espace entre δ_1 et δ_2, y exerceront une pression qui fera s'écarter l'une sur l'autre δ_1 et δ_2 et les appliqueront avec d'autant plus de force que la pression employée est plus élevée. C'est ainsi qu'avec une pression de plus de quatre kilos, aucune fuite ne se produisait, comme on s'en est rendu compte, en imbibant le presse-étoupe d'eau de savon, et en suivant le manomètre.

Il fallait absolument que les électrodes pussent être amenées à une distance invariable des extrémités des groupes T_1 et T_2; il était donc nécessaire que ces électrodes pussent se mouvoir dans le sens de A_1A_1, A_2A_2 d'une longueur de 9 centimètres représentant la différence entre les longueurs des ensembles T_1 et T_2. Les électrodes ont été disposées de la façon suivante. L'électrode, équilibrée convenablement, repose sur un chemin de roulement; des roulettes latérales assurent sa parfaite mobilité. Ce chemin de roulement est isolé électriquement par le dispositif habituel à anneaux de garde (fig. 3). En inclinant l'ensemble de l'appareil en avant ou en arrière l'électrode roule dans le même sens. Des butées commandées par un butoir spécial arrêtent l'électrode dans la position voulue. Ce butoir consiste en un pendule bifilaire H dont la suspension est formée de deux ressorts plats en acier et portant un arrêt K. On manœuvre le pendule en inclinant l'ensemble de l'appareil soit à droite, soit à gauche. Le même système fonctionne de chaque côté A_1A_1, et A_2A_2, mais les arrêts sont disposés de façon à produire des effets opposés de telle sorte que si l'électrode est au bout de sa course dans A_1A_1 elle n'ait pas bougé dans A_2A_2.

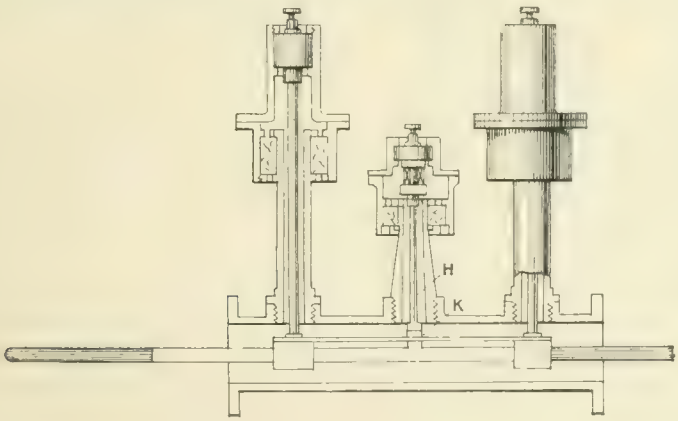


Fig. 3.

Pour incliner l'appareil, dans les diverses positions nécessaires à la manœuvre des électrodes, j'ai fait construire un bâti en bois pouvant s'incliner d'avant en arrière, et de droite à gauche.

J'ai employé pour la circulation gazeuse un procédé assez analogue à celui que Regnault a imaginé pour ses recherches sur la chaleur spécifique des gaz (Mémoire). Le gazomètre consiste en deux cylindres d'acier à moitié remplis l'un et l'autre d'huile de vaseline et communiquant par le bas par l'intermédiaire d'une pompe rotative mise en mouvement à l'aide d'un moteur à courant alternatif; une dérivation liquide munie d'un pointeau permet de faire varier le débit. Le haut de chaque cylindre est relié par des tubes métalliques l'un à l'entrée, l'autre à la sortie de l'appareil de diffusion, de telle sorte que l'on peut ainsi réaliser une circulation de gaz comprimé à une pression supérieure à la pression atmosphérique. Des niveaux sont fixés à chaque récipient.

Enfin, au-dessus de l'échelle de l'électromètre, j'ai placé un manomètre de Tœpler, dont les extrémités sont reliées à deux points du circuit gazeux; on maintient le niveau immobile à l'aide du pointeau pendant la durée de la mesure. Une échelle en verre graduée placée derrière le tube du manomètre permet de ramener le niveau au même point, les expériences une fois terminées, on amène le niveau à la position qu'il avait pendant les mesures, pendant qu'un aide pointe au chronomètre le passage du liquide du gazomètre, entre deux positions bien connues des niveaux. J'ajouterai qu'il est indispensable pendant les mesures de diffusion d'avoir un courant de gaz régulier.

Après avoir employé pendant longtemps comme mesure du courant de saturation la mesure de la vitesse que le spot réfléchi par le miroir de l'électromètre mettait à parcourir un certain nombre de divisions, je me suis servi de la méthode de M. Moulin, qui donne des résultats infiniment plus précis[1]; il est d'ailleurs beaucoup plus facile de surveiller le manomètre.

Dans les expériences dont je rends compte ici, je ne me suis servi que de la moitié de l'appareil correspondant à la partie A_2A_2, la source ionisante étant un anneau d'argent recouvert de polonium placé à l'intérieur du tube à 15 centimètres environ de l'entrée des tubes. Avant de commencer une expérience, il faut d'abord mettre en place l'ensemble T_1 ou T_2 sur lequel on veut opérer. A cet effet, on ramène les pendules dans la verticale à l'aide du mouvement de va-et-vient horizontal, puis on bascule l'appareil en arrière de façon à faire glisser les électrodes sur leurs chemins de roulement R. On

1. *Radium*, 5 (1908-156-141).

[illegible] les [illegible] maillé[illegible] jusqu'à ce qu'on entende deux tops; on sait alors que le groupe acier court est en place sur le trajet A_2A_2; les groupes sont placés dans l'ordre suivant : acier court, maillechort long, laiton court, acier long, maillechort court, laiton court, il est par suite facile de mettre en place à l'aide du mouvement de rotation le groupe sur lequel on veut opérer, puis suivant qu'on a affaire à un groupe long et court, on incline soit à droite soit à gauche et enfin on bascule en avant. L'appareil est alors prêt à fonctionner. Les électrodes sont reliés par des tubes de garde à l'électromètre Curie donnant environ par volt 1 mètre de déviation à $1^m,50$. On amène alors tout le liquide dans un des récipients du gazomètre de façon que le gaz circule dans le sens convenable, puis on met la pompe en marche; quand le débit est bien constant, ce qu'on peut réaliser en agissant sur le pointeau de la dérivation liquide, l'électromètre est isolé et la mesure se fait comme je l'ai indiqué par la méthode de M. Moulin. Ainsi qu'on s'en rend compte, le mode opératoire est assez pénible, car la main gauche règle le pointeau, la main droite manœuvre la clef de décharge et le chronomètre, enfin il faut suivre de l'œil le manomètre et surveiller le moment où le spot passera sur la division voulue. J'ai pu néanmoins avoir des nombres ne différant pas plus de 3 pour 100 et quelquefois de moins, mais aujourd'hui je suis plus habitué au fonctionnement du gazomètre et j'espère avoir mieux encore. Malheureusement par suite du mode de calcul employé, une erreur de 5 pour 100 sur les mesures électriques implique une erreur de 5 pour 100 sur le résultat final, je ne crois donc pas pouvoir dire que les résultats que je donne sont exacts à beaucoup moins de 5 pour 100. On effectue une série de mesures avec le groupe qui est en place, puis on le remplace par un autre et ainsi de suite. Les expériences terminées, on détermine le débit comme je l'ai dit plus haut.

Les résultats que je publie aujourd'hui ont été obtenus avec l'air. En opérant avec les trois substances métalliques, laiton, maillechort, acier, j'ai trouvé les conditions expérimentales restant les mêmes des coefficients qui sont groupés dans le tableau ci-dessous.

Les résultats ne comportent pas les corrections pour recombinaison qui abaisseraient les valeurs

Métal	Coefficient de diffusion	
	ions +	ions −
Maillechort	0,051	0,041
Laiton	0,051	0,041
Acier	0,052	0,045

trouvées sensiblement de la même quantité. Le gaz, l'air en l'espèce, n'était pas parfaitement desséché, c'est ce qui explique l'écart avec les nombres trouvés par Townsend, et que donne le tableau suivant.

Source des ions.	Coefficient de diffusion	
	ions +	ions −
Rayons de Rontgen	0,029	0,045
Radium	0,052	0,045

Je crois que le faible écart entre les valeurs que j'ai trouvées, et qui sont de l'ordre des erreurs d'expérience tiennent à un léger défaut dû à l'appareil. D'autre part dans des expériences préliminaires, je n'ai pas remarqué d'anomalies entre la diffusion dans des tubes d'acier et celle dans des tubes d'étain, et cela pour les ions + comme pour les ions —. Je crois donc pouvoir dire qu'aux erreurs d'expérience près, il n'y a pas d'effet spécifique dû à la nature du métal composant la paroi, venant s'ajouter au mécanisme de la diffusion.

Comme on le voit le coefficient de diffusion pour les ions + trouvé par Townsend oscille entre 0,029 et 0,052; je crois que le nombre vrai doit être compris entre les deux et plus proche du premier que du second.

Dans mes expériences le débit a été de 92 cm³ à la seconde, dans celles de Townsend de 76 cm³ à la seconde.

J'espère pouvoir donner bientôt le résultat de mes recherches sur des gaz bien secs et à des pressions supérieures à la pression atmosphérique.

Ce travail a été effectué sur les conseils de M. Langevin, auquel je suis heureux d'exprimer toute ma gratitude pour l'intérêt qu'il a bien voulu me porter.

(Paris, 25 octobre 1908.)

Influence de la pression sur l'ionisation des gaz

Par E. ROTHÉ

Faculté des Sciences de Nancy — Laboratoire de physique

L'ionisation des gaz n'a guère été étudiée jusqu'ici qu'à la pression ordinaire, et nous ne possédons encore que des données très incomplètes, parfois même contradictoires, sur les variations du coefficient de recombinaison des ions en fonction de la pression et de la température[1].

Je me suis proposé d'étudier, d'une façon générale, comment se modifie, sous l'influence de la pression, l'ionisation produite dans les gaz par les rayons de Rœntgen et, en particulier, de mesurer le coefficient de recombinaison à différentes pressions.

Pour faire cette étude, on est obligé d'enfermer le gaz dans un récipient, et, par suite, la diffusion des ions vers les parois du récipient, et leur absorption par les parois ou les lames métalliques servant d'électrodes, introduisent de graves causes d'erreurs[2]. Pour les diminuer, sinon les éliminer, j'ai utilisé le dispositif suivant.

Appareil. — Le récipient est un large cylindre de laiton, contenant deux plateaux de condensateur rectangulaires A et B, distants de 4 centimètres et isolés à la paraffine (*fig.* 1)[3]. Entre ces deux plateaux

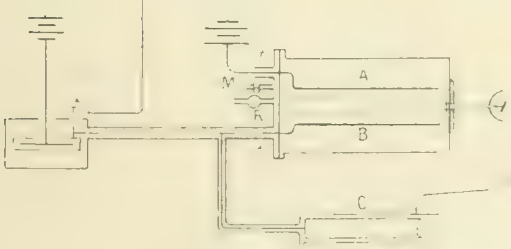


Fig. 1.

on fait arriver un faisceau de rayons X, ne touchant pas les plateaux ; ce faisceau, émis par l'anticathode d'un tube Focus, est limité, à son entrée, par une lentille percée dans une plaque de plomb épais, et admis dans le cylindre à travers une lame mince d'aluminium. La base opposée du cylindre est fermée par un couvercle mobile portant un robinet pour l'admission des gaz, une tubulure à écrou pour manomètre métallique, et deux tubes de laiton t et t' pour le passage des fils servant à établir les communications électriques.

Pour assurer une fermeture hermétique, la lame d'aluminium et le couvercle sont serrés par des vis convenables entre des cuirs suiffés et des couronnes de bronze.

Les fils sont simplement noyés dans de la paraffine, faisant prise dans les tubes t et t', sur des spirales métalliques. Cette fermeture, que je n'ai adoptée qu'après d'autres essais infructueux (cire, vis d'ébonite, etc.), présente un double avantage. Elle permet de maintenir, sans fuites importantes, une pression supérieure à 5 atmosphères et l'isolement des plateaux est rendu presque parfait.

Dispositif expérimental. — Le plateau supérieur A est chargé par le pôle positif d'une batterie de petits accumulateurs, dont l'autre pôle est au sol. Le plateau inférieur B communique avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre Curie, de sensibilité moyenne, dont la seconde paire de quadrants est au sol. L'aiguille de l'électromètre est chargée par l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs (en général 20 éléments), dont l'autre pôle est au sol, ainsi que la cage de l'instrument.

Mode opératoire. — On établit entre les plateaux A et B une différence de potentiel V, B étant maintenu, ainsi que les quadrants de l'électromètre, en communication avec le sol. On fait passer entre les plateaux, à peu près à égale distance de chacun d'eux, un faisceau de rayons X, et on isole B et les quadrants en soulevant la clé C. Les ions positifs créés dans le gaz arrivent sur B et le chargent. La déviation de l'équipage, pendant l'unité de temps, fournit une mesure de la quantité d'électricité arrivant sur le plateau pendant l'unité de temps, c'est-à-dire une mesure de l'intensité *du courant d'ionisation*. On mesure cette déviation en comptant le temps nécessaire à l'aiguille pour passer de la division 100 de l'échelle à la division 200. Lorsque l'image donnée par le miroir passe à la division 100, le potentiel de B a une valeur v_1, lorsqu'elle passe à la division 200, le potentiel de B atteint une valeur v_2. On mesure donc l'intensité

1. M. Curie, *Phil. Mag.*, 3-285, 1902. *Phil. Mag.* Déc. 1905. — Langevin, Thèses présentées à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1905, 115. Rutherford, *Transactions of the Dissertations*, 1905.

2. Langevin, *C. R.*, 137, 1-7, 1905. *Journ. de Phys.*, 1905.

3. Figure extraite des comptes-rendus du Congrès de Reims, Ass. *Fr. pour l'Av. des Sciences*, 1907.

moyenne du courant d'ionisation pour une différence de potentiel variable comprise entre $V - v_1$ et $V - v_2$. On admet que la différence de potentiel est restée constante et égale à $V - \frac{v_1 - v_2}{2}$.

Afin de rendre le terme soustractif $\frac{v_1 - v_2}{2}$ aussi faible que possible, on augmente la capacité, en mettant B en relation avec l'armature interne d'un condensateur cylindrique de capacité variable, l'armature extérieure étant au sol.

Dans mes expériences $\frac{v_1 - v_2}{2}$ était égal à 1v,26. Ce terme correctif devient négligeable dès que le potentiel de charge est un peu élevé.

Cette méthode, qui permet, grâce à des approximations légitimes, de se servir de l'électromètre à la fois comme ampèremètre et voltmètre, s'applique à la comparaison des courants d'ionisation d'intensités peu différentes. Elle cesse de s'appliquer dès que la vitesse de déplacement de l'aiguille devient grande, à cause des erreurs de lecture dans la mesure du temps et aussi parce que les déviations de l'électromètre ne sont plus proportionnelles aux charges de B.

Constance des radiations. — Dans les expériences de ce genre, la plus grande difficulté consiste à obtenir une source constante d'ionisation. Les tubes à rayons X ne fournissant que difficilement des radiations d'intensité constante, on est obligé de croiser les expériences et de prendre des moyennes entre de nombreuses séries d'observations. C'est ainsi que j'ai toujours procédé.

J'ai pu toutefois, à diverses reprises, obtenir une constance presque absolue et une régularité parfaite grâce aux précautions suivantes :

Le tube de Crookes est alimenté par une bobine d'induction, avec interrupteur à mercure animé par un moteur Gramme.

On n'utilise les accumulateurs, excitant le moteur et la bobine, que pendant leur période de fonctionnement constant : on fait fonctionner le tube de Crookes à intervalles sensiblement égaux *et pendant des temps égaux*.

On ne libère l'aiguille de l'électromètre, en isolant les quadrants, et on ne commence la mesure du courant d'ionisation que lorsque le tube fonctionne depuis trente secondes. On est sûr que, dans ces conditions, le régime permanent s'est établi dans le gaz et que le tube fonctionne dans chaque expérience dans les mêmes conditions.

Toutes les expériences décrites dans cet article ont été relatives à l'air pris dans la cour, privé de poussière, en même temps que de vapeur d'eau et de gaz carbonique par deux séries de tubes purificateurs, à l'entrée et à la sortie de la pompe de compression. Je me propose de les répéter avec d'autres gaz.

I. — Variation de l'intensité du courant de saturation avec la pression. — MM. Benoist et Hurmuzescu avaient observé, au début de leurs recherches, que la vitesse de décharge d'un électromètre, sous l'action des rayons de Rœntgen, était proportionnelle à la racine carrée de la pression. Ce résultat tenait à leur dispositif où les rayons rencontraient les surfaces chargées. Ils suivaient à peu près les lignes de force du champ. Il en est de même dans les expériences récentes de Mac. Clung et de Retschinsky sur la recombinaison.

C'est M. Jean Perrin qui, le premier, eut l'idée de faire passer, entre les armatures d'un condensateur plan, un mince faisceau de rayons n'effleurant pas même les armatures[1].

A ce moment on ne connaissait pas encore l'existence des rayons secondaires. On sait aujourd'hui que, si le faisceau de rayons touche les surfaces métalliques, le phénomène est beaucoup plus complexe par suite de la formation des rayons de Sagnac.

M. Perrin avait constaté que *l'ionisation est à peu près proportionnelle à la pression pour des pressions variant de* 0,1 *à* 1,5 *atmosphère*.

Cette loi est généralement admise aujourd'hui dans la théorie des ions.

La connaissance exacte de la *loi de variation de l'intensité du courant de saturation* présente un intérêt particulier, parce que sa mesure intervient dans celle du coefficient de recombinaison. Si l'on veut tenir compte de la diffusion des ions, qui, comme l'a montré M. Langevin[2], introduit des erreurs dans les expériences faites jusqu'ici, on est obligé de compliquer les dispositifs expérimentaux ; en admettant la proportionnalité de l'intensité à la pression, on peut simplifier notablement la méthode. C'est pourquoi il m'a paru intéressant d'étudier *expérimentalement* et indépendamment *de toute hypothèse* la loi de variation de l'intensité du courant de saturation en fonction de la pression.

Le dispositif décrit précédemment m'a permis d'étendre les mesures jusqu'à 5 atmosphères. Je m'assurais que les rayons n'effleuraient pas les surfaces en coupant le cône de rayons, avant chaque série de mesures, par un écran au platinocyanure ou en impressionnant une plaque photographique. Cette opération me donnait en même temps la section du cône à une distance connue du point d'émission.

Le voltage du plateau A étant ici de plusieurs centaines de volts, je pouvais négliger le terme correctif $\frac{v_1 - v_2}{2}$. Mais, il était impossible de comparer directement, sans modification de la méthode de mesure, les intensités du courant de saturation depuis la pression

1. J. Perrin, Thèse de doctorat, p. 45. Paris, Gauthier-Villars, 1897.

2. P. Langevin, Thèse de doctorat, 1902, et *J. de Phys.*, 1905.

de 0,1 jusqu'à 5 atmosphères; les vitesses de déplacement varient dans ces conditions de 1 à 50. J'ai préféré fractionner les mesures et ramener les vitesses de déplacement de l'aiguille à des valeurs voisines.

En particulier, pour les pressions élevées, j'ai modifié la méthode ordinaire en opérant par influence. Le plateau B communique avec l'une des armatures d'un condensateur auxiliaire de capacité variable dont la seconde armature est reliée à l'électromètre.

Voici quelques exemples choisis parmi de nombreuses séries de mesures.

1er ex.	Pression en cm de mercure	11,5	17,2	21,2	25,1	31,1	37,5
	Intensité	10,5	17	20,5	25,5	30,5	35
		46,4	51,2	55,5	64	68,6	74,5
		44	50	54	62,5	67	73
2e ex.	Pression en atmosphères	1,0	1,25	1,5	1,75	2	
	Intensité	57	74	89	104	117,6	
3e exemple		2,5	3	3,5	4	4,5	5
		34,5	40,5	42,5	55,1	60,6	68,5

Les points figuratifs se rangent sensiblement sur des droites passant par l'origine et l'on peut admettre la proportionnalité du courant de saturation à la pression jusqu'à 5 atmosphères.

La proportionnalité n'est pas rigoureuse. Elle paraît néanmoins suffisamment démontrée, en raison des difficultés expérimentales dues à l'inconstance de la source des radiations. J'ai d'ailleurs, au cours de ces recherches, utilisé des radiations de pénétrations très diverses, en filtrant les rayons à travers des plaques d'aluminium d'épaisseurs croissantes sans observer de différences importantes dans la loi de variation *du courant de saturation*[1].

II. — Variations du courant pour les champs faibles. — Les phénomènes sont tout différents quand le champ est faible.

La méthode de mesure est moins simple puisqu'il faut tenir compte du terme $\frac{v_1 + v_2}{2}$. On pourrait d'ailleurs employer la méthode de zéro décrite par M. Moulin[2].

La forme des courbes tracées en portant en abscisses les différences de potentiel corrigées, et en ordonnées les intensités moyennes du courant, change avec la pression et la comparaison des courbes obtenues pour des pressions différentes présente quelques particularités.

Pour les champs faibles, l'intensité est d'autant plus petite que la pression est plus grande. Comme d'autre part, l'intensité du courant de saturation varie proportionnellement à la pression, deux courbes de courant tracées pour deux pressions quelconques se coupent forcément en un certain point, pour lequel l'intensité du courant est la même pour les deux valeurs différentes de la pression (fig. 2).

Ce point de rencontre s'éloigne d'autant plus sur

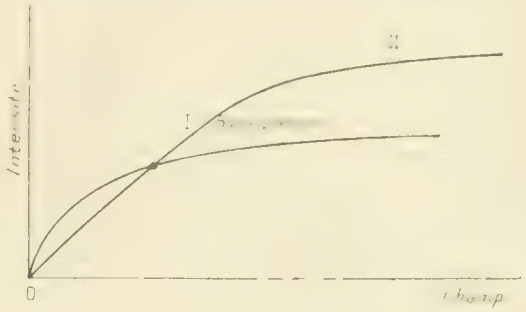


Fig. 2.

la courbe à basse pression que la pression correspondant à la seconde courbe est plus élevée.

Si donc on trace sur un même diagramme plusieurs courbes de courant correspondant à des pressions diverses, on constate que ces courbes chevauchent les unes sur les autres, comme on peut s'en rendre compte par les exemples ci-dessous.

1er Série.

Voltage			5,4	5,4	7,4	9,4	10,7	12,7
Intensité	p_1	38,5 mercure	18	31,25	37	40	42,4	42,6
	p_2	55	17	30,25	40,7	47	50	54
	p_3	74,9	14	27	34,5	45	54	62,5
Voltage			14,7	18,7	22,7	26,7	30,7	
Intensité	p_1	38,5 mercure	42,6					
	p_2	55	60	61,5	61,5			
	p_3	74,9	66	68	71,5	72,4	72,6	

2e Série.

Voltage		5,4	7,4	10,7	14,7	16,7	18,7	22,7
Intensité	p_1	1,0	18,2	30,2	36,5	60	68,4	75,2	76,25
	p_2	1,5	15,2	28,6	45,4	62,5	70,4	87	90,2
	p_3	2	12,6	25,9	40	56,4	70	80,7	95
Voltage			26,7	30,7	34,7	38,7	42,7	46,7
Intensité	p_1	1,0	80	81,5	81,5			
	p_2	1,5	99	107,6	105,5	111,2	112,6	115,7
	p_3	2	111,2	115,25	155	147	145	155,7

Les mesures faites avec les précautions indiquées précédemment, par la méthode des expériences croisées et en prenant des moyennes entre de nombreuses séries de nombres sont très longues, et je n'ai pu comparer en général directement que trois de ces courbes, en maintenant la source d'ionisation constante. J'ai obtenu ainsi, dans un intervalle de plusieurs semaines, une vingtaine de groupes de courbes. Ces groupes ne sont donc comparables entre eux que par des réductions.

On peut néanmoins se rendre parfaitement compte que, *pour une valeur déterminée du champ, il*

1. C'est à dessein que j'emploie toujours l'expression de *courant de saturation*. C'est lui seul que l'on mesure exactement et il est probable qu'il ne mesure pas rigoureusement l'*ionisation*.

2. Moulin, *Le Radium*, 5-158-1908.

[illegible] *de la pression pour laquelle l'intensité du courant recueilli est maxima.*

Les [illegible] points qu'on obtiendroit en portant en abscisses les champs et en ordonnées les maximum d'intensité se rangent sur une même courbe enveloppant les courbes de courant (fig. 5).

Ce lieu de points étant tracé, on peut déterminer à

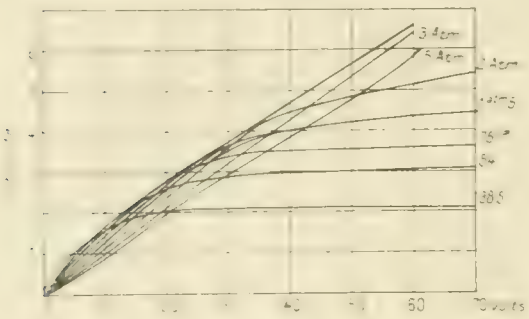


Fig. 5

l'avance le champ qu'il faut établir entre les plateaux pour obtenir un courant d'intensité supérieure à une valeur donnée.

III. — **Courbes à champ constant.** — Nous venons de voir que, *pour les champs faibles incapables de produire la saturation, l'intensité passe par un maximum. La pression correspondant à ce maximum est d'autant plus grande que le champ est plus élevé.*

L'intensité correspondante pourrait être appelée intensité critique. Elle représente la quantité maxima d'électricité qu'on puisse extraire du gaz par seconde, pour un champ donné et pour une intensité d'ionisation déterminée.

Ce résultat provenait de la comparaison de courbes de courant réduites. J'ai tenu à vérifier directement l'existence de ce maximum en opérant différemment et en traçant *les courbes à champ constant*. Si, en maintenant constants le champ et l'intensité d'ionisation, on fait seulement varier la pression, on constate que l'intensité du courant change et passe bien par un maximum. J'ai fait cette vérification pour un grand nombre de voltages différents.

Les tableaux ci-dessous indiquent les résultats obtenus pour différents champs donnés par le voltage de A.

1° Pression en centimètres de mercure;

2° Déviation par seconde en divisions de millimètre.

I. — Voltage de A : [illegible]

Pression	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Déviation	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Pression	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Déviation	[illegible]	[illegible]	15,5	[illegible]	[illegible]
Pression	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Déviation	[illegible]	[illegible]	[illegible]	8,5	7

Courant de saturation à la pression atmosphérique, 56 divisions par seconde.

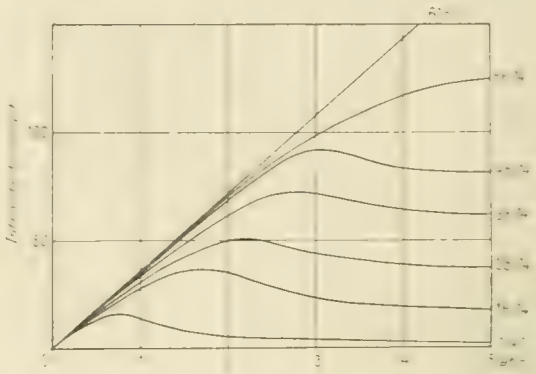


Fig. 4

Intensité maxima pour la pression de 50 centimètres de mercure.

II. — Voltage de A : 46,74

Pression en atmosphères	1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9
Déviation par seconde	45	46,5	50	51,5	52	53,5	54	55,2	52,7	51,25

Pression en atmosphères	2	2,5	2,5	3	3,5	4
Déviation par seconde	50	47,2	45,4	41,7	37	35,65

Pression en centimètres de mercure	58,2	55
Déviation par seconde	40,8	27,25

Courant de saturation à la pression atmosphérique, 54 divisions par seconde. Intensité maxima pour la pression 1 atm.,6.

III. — Voltage de A : 28,74

Pression en atmosphères	1	1,25	1,5	1,75	2
Déviation par seconde	81,5	95,5	101	105	104

Pression en atmosphères	2,5	2,75	3	3,5	4	
Déviation par seconde	104	105	100	95,4	95,25	91,5

Courant de saturation à la pression atmosph. 91,5 par seconde.

Pression en centimètres de mercure	25,6	25,8
Déviation par seconde	57	23

Intensité maxima pour la pression de 25,25.

IV. — Voltage de A = 48,75

Pression en atmosphères.								
1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Déviation par seconde								
75	55,5	68,6	83,3	93	87	83,3	82	80

Courant de saturation à la pression atm. 56.

Intensité maxima pour la pression de 3 atm. 25.

V. — Voltage de A = 86,75

Pression en atmosphères.							
1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Déviation par seconde							
48,3	66	80	90	100	111	117	125

Courant de saturation à la pression atm. 56.

L'intensité croît jusqu'à 5 atmosphères.

Remarque. — Toutes ces séries de nombres prises au hasard parmi un grand nombre ne sont pas comparables entre elles, parce qu'elles ont été faites à plusieurs jours d'intervalle et que l'intensité du rayonnement n'était pas la même, comme le prouve la mesure du courant de saturation à la pression atmosphérique faite après chaque série.

La connaissance du courant de saturation permet, d'ailleurs, de réduire *approximativement* toutes les intensités à une même échelle et de représenter les courbes correspondantes sur un même diagramme.

Les courbes (fig. 4)[1] ressemblent à celles qu'a obtenues M. Retschinsky pour les ions du radium aux pressions inférieures à la pression atmosphérique et pour des champs faibles.

Mes résultats, relatifs aux ions des rayons X, s'étendent depuis la pression de 10 centimètres de mercure jusqu'à cinq atmosphères et semblent généraliser les siens.

Toutes ces expériences ont été faites avec des plateaux de condensateur distants de 4 centimètres. J'indiquerai prochainement les modifications produites lorsqu'on fait varier la distance des plateaux. Bien que l'existence du maximum paraisse liée à la variation de la mobilité des ions et du coefficient de recombinaison sous l'influence de la pression, je me contente pour le moment de présenter ces résultats comme des faits expérimentaux indépendants de toute hypothèse et de toute théorie.

Je reviendrai plus tard sur l'interprétation théorique de ces résultats.

Reçu le 20 octobre 1908.

Sur une influence des rayons cathodiques sur les rayons canaux

Réponse à une note de M. A. Bestelmeyer.

Par Jean BECQUEREL

Laboratoire de physique du Muséum.

Dans deux notes insérées dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*[1], suivies d'un mémoire publié en juillet dernier dans le *Radium*[2], j'ai décrit quelques expériences établissant que l'on peut, par la superposition d'un faisceau de rayons cathodiques et d'un faisceau de rayons canaux, obtenir un troisième faisceau *parfaitement distinct des deux premiers*. Ce nouveau rayonnement est attiré par une cathode secondaire et possède, dans certaines régions du tube, une déviabilité magnétique de grandeur comparable à celle d'un rayon cathodique ayant franchi, en sens inverse, la même chute de potentiel.

J'ai cherché à rendre compte des résultats au moyen des rayonnements connus: *cinq* interprétations différentes m'étaient venues à l'esprit, mais j'ai montré qu'aucune d'elles ne peut être acceptée. Dans ces conditions, n'ayant pu réussir à expliquer les effets à l'aide des phénomènes actuellement connus, j'ai émis l'hypothèse que les rayons canaux sont *partiellement* transformés par les rayons cathodiques, et que le nouveau faisceau positif, très déviable par un champ magnétique, est formé par des *électrons positifs* qui possèdent une charge spécifique $\frac{e}{m}$ du même ordre de grandeur que celle des électrons négatifs, les deux sortes d'électrons ayant d'ailleurs peut-être des charges et des masses de grandeurs différentes.

Dans une note[2] qui n'est parvenue à ma connaissance que récemment, M. Bestelmeyer combat cette

1. *C. R.*, 22 juin et 15 juillet 1908.
2. *Le Radium*, 5, 1908, 195.

1. [illegible]
4. *des Sciences* [illegible] 1907.
2. *Physik. Zeitschrift*, 9 [illegible] 1908.

manière de voir. Dès les premières lignes il déclare que l'interprétation que j'ai donnée est « *sans aucun doute* » le résultat d'une erreur et il affirme que les effets observés sont produits par une influence électrostatique, conséquence du déplacement des rayons cathodiques.

Je regrette un peu que M. Bestelmeyer n'ait pas cru devoir reproduire mes expériences avant de trancher aussi aisément cette difficile question. D'autre part, il me semble, ainsi que je me propose de le montrer dans la présente note, qu'en lisant attentivement ma note du 13 juillet et surtout mon mémoire, on peut y trouver les réponses à toutes les objections de M. Bestelmeyer.

En premier lieu, M. Bestelmeyer fait observer que la déviation des rayons positifs peut provenir d'un déplacement du point d'où sortent ces rayons.

Par deux observations décrites dans le *Radium*[1], j'avais cependant montré que cette interprétation, l'une de celles auxquelles j'avais moi-même pensé, est inacceptable.

Ensuite, dans le résumé que M. Bestelmeyer donne de l'expérience principale, il me prête une erreur que je n'ai pas faite : il dit, en effet, que lorsque les rayons canaux et rayons cathodiques arrivent ensemble jusqu'à l'ouverture étroite (d'où sort le nouveau faisceau), il se produit une forte déviation « des *rayons canaux* ». Mais, tout au contraire, j'ai bien insisté dans ma seconde note[2], et dans mon mémoire[3], sur ce fait que *les rayons très déviés sont absolument distincts des rayons canaux* que j'ai observés en même temps.

M. Bestelmeyer attribue la déviation des rayons positifs aux charges apportées sur les parois du verre par le faisceau cathodique dévié et me conseille de faire passer le faisceau positif dans une ouverture entourée de métal, il affirme que dans ces conditions la grande déviation ne se produirait plus.

Il se trouve que c'est justement en employant une ouverture métallique[4], *qui est même maintenue à un potentiel constant*, que j'ai observé tous les phénomènes que j'ai décrits.

Puis M. Bestelmeyer décrit une expérience qu'il a faite en collaboration avec M. Marsh : les rayons cathodiques apportant, lorsqu'ils sont déviés, des charges négatives sur les parois, produisent un déplacement des rayons canaux.

Il suffit de se reporter encore à ma seconde note[1] et à mon mémoire[2], qui était d'ailleurs publié quelques jours avant la note de M. Bestelmeyer, pour y trouver une expérience pour ainsi dire identique à celle de MM. Bestelmeyer et Marsh. C'est même cette expérience qui m'a permis d'établir que les rayons canaux et le nouveau faisceau se comportent de façon tout à fait différente, et qui m'a montré que ces deux sortes de rayons ne doivent aucunement être confondus. L'observation de M. Bestelmeyer, loin d'être une objection, est donc un excellent argument en faveur de l'opinion que j'ai émise puisqu'elle confirme les résultats que j'avais obtenus pour les rayons canaux.

Enfin M. Bestelmeyer résume ainsi l'une de mes conclusions : « M. Becquerel montre que la déviation des rayons positifs a lieu en sens contraire de celle des rayons cathodiques et en conclut que cette déviation ne peut être due à une charge électrostatique des parois ».

Je tiens ici à remettre les choses au point : j'ai *observé* que les rayons canaux subissent une action sous l'influence des charges apportées sur les parois par les rayons cathodiques, et *se déplacent ainsi très légèrement dans le même sens que ces derniers*, j'en ai conclu[3] :

1° Que, lorsque les rayons cathodiques se déplacent, la déformation du champ électrique auprès de la cathode secondaire dans laquelle passent les rayons canaux et l'autre faisceau positif est très faible, puisque la déviation électrostatique des rayons canaux est très faible ;

2° Que la déviation des rayons canaux, qui sont chargés positivement, ayant été observée dans le même sens que celle des rayons cathodiques, on ne peut attribuer à la même cause la déviation de l'autre faisceau positif, puisque cette déviation a lieu *en sens inverse*.

Ce n'est pas là, il me semble, le raisonnement incomplet que M. Bestelmeyer m'a attribué.

(Reçu le 11 novembre 1908.)

1. *Le Radium*, 5, 1908, 198, 2e colonne, lignes 20 et suiv.
2. *C. R.*, 147, 122, lignes 16 et suiv.
3. *Le Radium*, 5, 196, 1re colonne, lignes 55 et suiv.
4. *C. R.*, 147, 122, lignes 6. *Le Radium*, 5, 196, 1re colonne, lignes 50.

1. *C. R.*, p. 122, lignes 17 et suiv.
2. *Le Radium*, 5, 196, 2e colonne, lignes 11 et suiv.
3. Voir *C. R.*, p. 122, lignes 55 et suiv. *Le Radium*, 5, 198, § 12, n° 2.

Électromètres et électroscopes à compensation

M. HURMUZESCU

(Laboratoire de physique de l'Université de Jassy.)

L'étude des substances radioactives a donné une grande actualité aux électroscopes et électromètres symétriques.

On sait, en effet, que la méthode la meilleure et la plus généralement employée dans ces recherches se réduit à mesurer la déperdition électrique d'un corps électrisé à un certain potentiel, au commencement de l'expérience. Cette perte de charge est mesurée, de préférence, par la chute de potentiel en méthode idiostatique, à l'aide d'un électromètre symétrique relatif, ou mieux encore, au point de vue pratique, à l'aide d'un électroscope.

Pour un électroscope à feuilles métalliques flexibles ou autre, de capacité invariable, l'angle de divergence des feuilles dépend seulement du potentiel du système. Ainsi en mesurant ces angles α des feuilles, on a des valeurs relatives du potentiel et par conséquent, la charge étant

$$M = CV,$$

la perte de charge, pendant un temps dt, due à l'action des substances radioactives sera

$$dM = CdV,$$

ou en valeurs finies,

$$M_0 - M_1 = C(V_0 - V_1).$$

La méthode revient à mesurer les deux positions d_0 et d_1 ou $\alpha_0 - \alpha_1$, l'instrument ayant été étalonné au préalable avec des potentiels connus.

Dans la mesure de ces différences $(\alpha_0 - \alpha_1)$, il y a à considérer d'une manière générale, deux causes d'erreur assez importantes, lorsque $(\alpha_0 - \alpha_1)$ est petit : d'abord l'erreur du parallaxe, les divisions auxquelles on rapporte les angles des feuilles ne se trouvant pas dans le même plan que celles-ci; la seconde cause d'erreur, et celle-là plus importante, c'est que les feuilles, à cause de la difficulté de les suspendre bien parallèlement ensemble, en divergeant, tournent sur elles-mêmes, de sorte que les arêtes, mises au point une fois, ne se trouvent plus l'être après une nouvelle divergence.

C'est en cherchant à supprimer ces inconvénients, que les différents physiciens qui ont eu à utiliser ces appareils y ont apporté diverses modifications, ce qui donne aujourd'hui un grand nombre de modèles : les uns à lecture directe, d'autres en employant la lunette, la loupe ou le microscope pour la mesure de l'angle des feuilles.

D'autres savants, enfin, toujours dans le même but, ont remplacé les feuilles métalliques (or battu, aluminium battu) par des fils de quartz argenté.

Ayant eu l'occasion, dans mes recherches sur la *Radioactivité des pétroles et des eaux minérales de Roumanie*[1], de me servir d'un tel appareil, au lieu de mesurer les variations de l'angle α pour avoir les différences du potentiel, j'ai ramené, par une *méthode de compensation*, la valeur de α à sa valeur initiale par une variation symétrique et linéaire de la capacité de l'électroscope, à l'aide d'une vis micrométrique dont la tête avait un tambour divisé en n divisions égales.

En effet, après un temps dt, lorsque M a varié de $dM = CdV = Cfd\alpha$, on ramène les feuilles à l'angle α_0 initial correspondant à V_0 initial, en faisant varier la capacité de dC telle qu'elle est donnée par la relation

$$VdC + CdV = 0,$$

car la charge étant constante pendant ce temps $dM = 0$, donc

$$dM = VdC.$$

Supposons deux cylindres circulaires de longueur commune l concentriques, les diamètres étant D et d.

La capacité électrostatique du système est

$$C = \frac{l}{2\log\frac{D}{d}}.$$

Electrisons le cylindre extérieur à une charge M, à un potentiel V_0, le cylindre intérieur étant au sol; la présence des corps radioactifs produit pendant le temps dt une dispersion de charge $dM = CdV$.

En déplaçant, suivant l'axe commun, le cylindre intérieur de dl, la capacité a diminué de

$$dC = \frac{dl}{2\log\frac{D}{d}}$$

M étant constant, comme la capacité diminue, le potentiel doit augmenter. Au moyen d'un déplacement continu, on peut facilement arriver à ce que le potentiel prenne la valeur initiale V_0.

1 Voir *Annales scientifiques de l'Université de Jassy*, 5, fasc. 1 et 2, 1908.

De cette manière on peut connaître directement la perte de charge, ou l'on peut encore graduer l'appareil déterminant en volts le déplacement d'une division du tambour. La variation de capacité doit être faite de telle manière qu'il n'en résulte aucune modification de position entre les différentes pièces métalliques et les feuilles mobiles de l'électroscope.

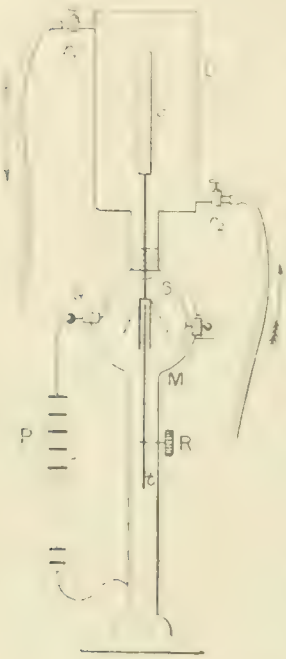


Fig. 1

Ce modèle m'a donné des résultats excellents, on peut ainsi avoir facilement 2/100 et 1/100 de volt.

La figure ci-dessous nous montre l'appareil tel qu'il se trouve employé[1] dans les recherches de radioactivité dans notre laboratoire, avec le disperseur cylindrique. Le système électrisé est supporté et isolé par un bouchon de diélectrine, il est composé dans sa partie inférieure d'une fourche verticale formée de deux lames minces métalliques *l* distantes de 2 millimètres environ, sur le côté droit à l'extérieur se trouve collée une feuille d'or battu, dont les divergences sont mesurées avec un microscope à micromètre oculaire. Ce système électrométrique est abrité à l'intérieur d'une cage métallique de forme cylindrique à axe horizontal, ayant une ouverture de 7 centimètres de diamètre et une profondeur de 8 centimètres.

Le point d'insertion de la feuille d'or se trouve un peu au-dessus du centre de la section normale du cylindre, de manière que, pendant l'écartement de la feuille qui se produit dans le plan de cette section, l'action des parois de la cage métallique sur la feuille soit la même; de plus l'arc de cercle S a pour but de compléter ce réglage.

Dans le pied de l'appareil se trouve cachée une tige métallique *t* beaucoup moins large que les lames *l* en contact métallique avec la cage, qui se trouve être mise à la terre; de l'extérieur, à l'aide d'une vis ou crémaillère R, on peut faire monter cette tige *t* et la faire pénétrer entre les deux lames *l* sans les toucher; *c'est le système compensateur*.

La tête de la vis est divisée en 100 parties égales.

Pour certains angles d'écartement de la feuille correspondant aux divisions 30-60 du micromètre oculaire du microscope, une variation d'une division est compensée par un tour complet de la vis, c'est-à-dire par les cent divisions du tambour et, comme cette variation correspond à 2 volts, on a $\frac{2}{100}$ de volt.

En appréciant la moitié de la division sur le tambour de la vis, on avait, à l'aide de ce moyen de compensation, des valeurs du potentiel de l'ordre de 0,01 de volt et ainsi de suite on peut obtenir encore des valeurs plus petites.

Reçu le 27 [illegible] 1908.

MÉMOIRES TRADUITS

Loi de production de l'hélium par le radium

Par James DEWAR

[illegible]

Il [illegible] communiqué à la *Société Royale de Londres* une note intitulée [illegible] Sur l'emploi du [illegible] les gaz à faible [illegible] les corps gazeux [illegible] par les substances radioactives [illegible] Au cours [illegible] dans cette note, j'ai montré qu'une pression d'un cinquante millionième d'atmosphère pouvait être révélée par le mouvement du radiomètre et que l'hélium produit à la suite des transformations de 10 milligrammes de bromure de radium pouvait être déterminé d'une manière précise après quelques heures. Ceci m'a conduit à faire quelques mesures directes de la quantité d'hélium produite par le radium et c'est grâce à la bienveillance de la Société Royale qui m'a autorisé à me servir du

[1] [illegible]

[2] [illegible] 79 [illegible] 100 [illegible] 4 100 [illegible]

chlorure de radium qu'elle possède, que je peux donner aujourd'hui un résumé des résultats expérimentaux déjà obtenus.

Le sel employé consistait en 70 milligrammes de chlorure de radium préparés par le Dr T. L. Thorpe pour sa détermination du poids atomique du radium et dont la préparation est décrite en détails dans les *Proceedings of the Royal Society*, 80-298-309-1908 [1]. L'appareil employé pour ces mesures était une jauge de Mac Leod, ne comportant aucun joint en caoutchouc ; le réservoir de mercure était relié à une pompe à vide ; la montée et la descente du mercure étaient obtenues en faisant entrer de l'air dans le réservoir ou en en retirant. L'air arrivant au contact du mercure était purifié par passage sur de la potasse caustique et sur de l'anhydride phosphorique. A la jauge était scellé un long tube en U contenant 0,25 gramme de charbon de noix de coco, placés dans un renflement du coude, le tout étant disposé pour être introduit dans un bain d'air liquide, un temps plus ou moins long. Le but de l'emploi de ce charbon refroidi était d'absorber et de condenser tous les gaz accidentels, autres que l'hydrogène ou l'hélium, qui pouvaient provenir d'une petite fuite ou être engendrés d'une façon quelconque dans l'appareil. Le chlorure de radium était contenu dans une petite ampoule reposant dans un verre cylindrique relié au tube en U par un point en T. A l'autre bras du T était scellée une ampoule contenant environ 15 grammes de charbon de noix de coco afin de produire un vide élevé dans l'appareil lors du refroidissement à — 190°. On vidait mécaniquement avec soin tout l'appareil, l'ensemble des tubes de verre étant chauffé, aussi bien les ampoules de charbon que l'ampoule de radium. En immergeant le réservoir contenant les 15 grammes de charbon dans l'air liquide pendant quelques heures, alors que les 0,25 gramme de charbon et le chlorure de radium continuaient à être chauffés, on obtenait un vide de 0,00015 millimètre.

Le réservoir de charbon était alors séparé et la petite ampoule contenant les 0,25 gramme de charbon était refroidi dans l'air liquide ; en deux heures une augmentation de pression de 0,000054 millimètre était atteinte.

Le volume de la jauge et de l'appareil étant approximativement de 200 centimètres cubes, la détermination de la pression dans l'appareil donnait par un simple calcul le volume actuel du gaz produit, mesuré à la pression atmosphérique et à la température du laboratoire, et par conséquent la production de l'hélium. Ce résultat, rapporté au poids de radium employé donnait l'accroissement en millimètres cubes du gaz par gramme de radium et par jour.

Pendant les trois premiers jours l'augmentation de pression était très faible, atteignant environ 0,5 millimètre cube par gramme de radium et par jour ; c'était en réalité ce qui pratiquement était produit le premier jour, car en chauffant le radium, la pression prenait une valeur correspondant à un accroissement de 0,99 millimètre cube. Le laboratoire ayant été fermé pendant quinze jours, il n'y eut pas d'expérience pendant ce temps, et comme aucune partie de l'appareil n'était refroidie, l'émanation pouvait se dégager librement. A la 350e heure, après avoir chauffé le radium, la pression atteignait une valeur correspondant à l'accroissement de 0,99 observé après les trois premiers jours. Cette valeur resta la même pendant les deux jours suivants alors que le radium n'était pas chauffé. En chauffant le radium on obtenait une augmentation de pression (correspondant à un accroissement de 1,1 millimètre cube compté à partir de la pression initiale) qui disparaissait en refroidissant le radium et ne réapparaissait pas immédiatement en le chauffant de nouveau. Après un repos de 120 heures la pression diminua rapidement malgré qu'on chauffât le radium. Toutefois la chauffe rétablissait temporairement et partiellement la pression ; après 610 heures on observait une pression plus faible que celle obtenue immédiatement après la période de non observation, c'est-à-dire après 400 heures.

On chauffait alors le charbon à 450° C. dans un bain de soufre. En le refroidissant de nouveau dans l'air liquide, on trouvait que la pression augmentait d'une quantité égale au tiers de la quantité dont elle avait baissé précédemment ; mais cette augmentation disparaissait rapidement et, à part les variations dues à ce qu'on chauffait le radium, la pression conserva pendant les 300 heures suivantes la valeur observée immédiatement avant de chauffer le charbon à 450 degrés.

On chauffait de nouveau le charbon dans un bain de soufre et on retrouvait le résultat prévu. Dans les 150 heures suivantes, la pression après avoir diminué un peu restait tout à fait constante et prenait un accroissement déterminé et constant pendant 5 jours, alors que le charbon n'était pas chauffé d'une manière permanente. La quantité de gaz produit au bout de 1100 heures correspondait à un accroissement de 0,417 millimètre cube par gramme de radium et par jour, compté sur toute la période. L'ampoule de radium était alors scellée ; c'était la fin de la première expérience.

L'accroissement notable observé pendant la période où le charbon et le radium étaient tous deux à la température ordinaire, peut être expliqué par l'action inconnue de l'émanation sur le charbon, les matières organiques et l'humidité qui pouvaient se trouver sur la paroi des tubes de verre de l'appareil en quantités qui, quoique faibles, étaient cependant suffisantes pour produire l'augmentation totale du gaz présent, qui lors de la mesure avec le charbon à la température

1. *Le Radium*, 5-1908-175.

[illegible] ordinaire, correspondait à une pression de 1 à 2 millimètres.

Il faut noter qu'en supposant que ce gaz provienne surtout d'une entrée d'air, la quantité de gaz non condensé de genre hélium ainsi introduit serait infinitésimale.

Mise à part la présence possible dans l'appareil de substances organiques, on pouvait supposer que le radium lui-même était initialement contaminé par des traces de matières organiques et une expérience ultérieure fut entreprise pour décider laquelle de ces objections devait être rejetée.

Dans cette seconde expérience, la jauge aussi bien que les tubes étaient nettoyés avec soin à l'acide nitrique et complètement séchés. Le radium, après avoir été maintenu 1100 heures sous un vide élevé et fréquemment chauffé, se trouvait certainement dans des conditions plus satisfaisantes. D'autre part, afin de prévenir l'action inconnue de l'émanation sur l'appareil, on maintenait le petit condenseur à 1 ou 2 degrés au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène au moyen d'air liquide ancien, pendant environ 6 se-

faisait le vide à la pompe à mercure pendant plusieurs jours, jusqu'à atteindre 0,002 mm. La grande ampoule de charbon était alors refroidie pendant quelques jours dans l'air liquide pendant qu'on chauffait le gramme de charbon et le sel de radium. La pression obtenue était alors de 0,00005 mm. au moment où on isolait le charbon. En plaçant alors le tube en U contenant une petite quantité de charbon dans l'air liquide, la pression mesurée était de 0,000044 mm.

On maintenait les choses dans ces conditions durant 5 jours, pendant lesquels on constatait une augmentation constante de pression correspondant à un accroissement d'environ 0,3 millimètre cube par gramme de radium et par jour. Le radium était alors chauffé dans une petite flamme de Bunsen jusqu'au rouge faible, alors que la pression s'était accrue d'environ 40 pour 100. Cet accroissement ne semblait pas vouloir disparaître, mais pendant la semaine suivante on observait une tendance prononcée quoique irrégulière d'augmentation de pression. Le radium était de nouveau chauffé, quand on observait une

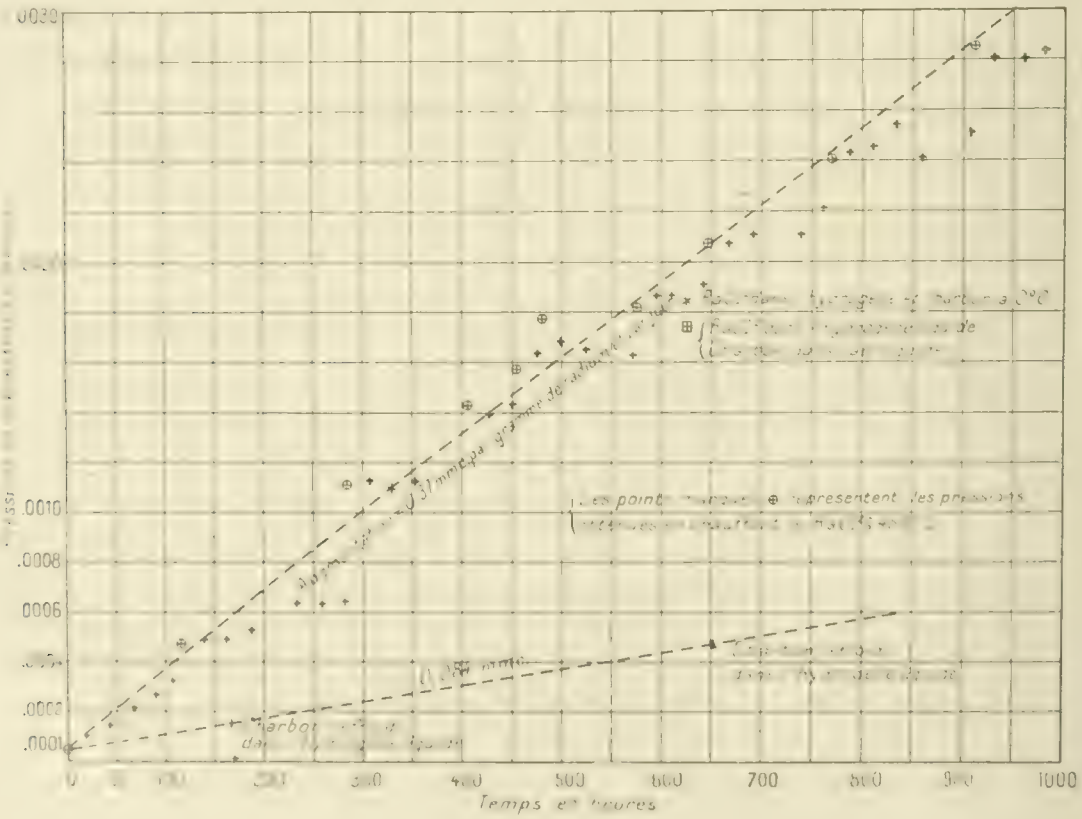


Fig. 1.

mesures. On employait une plus grande quantité de charbon, 1 gramme, pour condenser d'une façon plus [illegible] les gaz étrangers et laisser l'hélium. Ce charbon avait préalablement été traité par le chlore au rouge, puis par l'hydrogène. A part cela, la conduite de cette expérience était identique à la première. On

plus grande augmentation de pression. Dans les 5 jours suivants la pression restait constante, augmentant seulement quand on chauffait le radium. Ce traitement était répété en tout 10 fois à des intervalles variables pendant 1100 heures, et dans chaque cas la pression augmentait quand on chauffait et restait tout à fait

constante quand on maintenait constante la température. Les résultats de cette seconde série d'expériences sont représentés graphiquement figure 1. Une ligne fine représente les observations faites avec le radium chauffé et montre un accroissement constant d'hélium de 0,37 millimètre cube approximativement par gramme de radium et par jour.

Afin de déterminer si de l'hélium était occlus dans le charbon refroidi et le verre qui le contenait, on chauffait ce récipient au rouge faible tandis que le tube contenant le chlorure de radium était refroidi temporairement dans l'air liquide, dans le but de condenser et de localiser l'émanation venant du charbon chauffé et d'empêcher son accès dans la jauge. La température était maintenue pendant une heure, puis on laissait le charbon se refroidir avant de le replacer dans l'air liquide. On laissait le chlorure de radium se réchauffer pendant un temps court avant de le porter au rouge faible. Après ces alternatives, on n'observait aucune augmentation de pression, d'où l'on pouvait conclure que l'occlusion de l'hélium a lieu principalement à l'endroit de l'appareil où se trouve le chlorure de radium.

En deux occasions, le charbon avait été refroidi dans l'hydrogène liquide, après 165 heures et de nouveau après 650 heures. La réduction de pression était proportionnelle dans les deux cas, tendant à montrer que la composition ou la nature du gaz restant non condensé par l'air liquide demeurait toujours la même, quoique augmentant constamment en quantité.

Se rapportant à ce dernier point, on a fait séparément l'expérience suivante : de l'hélium pur sous faible tension était produit par 0,5 gramme d'uranite chauffé; le gaz produit, passant sur 1 gramme de charbon refroidi dans l'air liquide, était soumis à l'action de 0,25 gramme de charbon nettoyé dans le vide, à la température de l'air liquide puis de l'hydrogène liquide. Le rapport des deux pressions ainsi obtenu était en complet accord avec celui observé dans l'expérience avec le radium.

On obtenait ultérieurement une preuve de la pureté du gaz produisant la pression permanente observée dans l'expérience avec le radium et le charbon refroidi dans l'air liquide, en refroidissant simplement dans l'hydrogène liquide l'ampoule contenant le radium, et réchauffant d'autre part à 0° C. le charbon ; s'il y avait de l'hydrogène dans le gaz, on devait certainement observer une augmentation de pression ; en effet l'hydrogène est partiellement absorbé par le charbon à la température de l'air liquide et ne se dégage pas par refroidissement dans l'hydrogène liquide ; mais au moment où l'on chauffait le charbon l'hydrogène devait se dégager et par conséquent être la cause d'une augmentation de pression. Comme on n'observe pas d'augmentation de pression, on pouvait conclure à l'absence d'hydrogène et ainsi la pression mesurée n'était due qu'à l'hélium.

Le spectroscope confirmait d'ailleurs ce résultat de la façon suivante : deux électrodes en feuilles d'étain étaient placées autour du tube capillaire gradué de la jauge près de l'extrémité fermée; elles avaient environ 3 centimètres de long et 1,5 centimètre de large et étaient maintenues avec du fil de cuivre fin. Le gaz était comprimé dans cet espace capillaire comme pour faire une mesure ordinaire, à une pression de 2 ou 3 millimètres, tandis qu'une étincelle d'induction jaillissait dans le gaz. L'examen spectroscopique de la décharge révélait seulement les 6 raies principales de l'hélium, du mercure et le spectre d'une trace de CO^2. J'ai montré que le spectre de CO^2 se rencontre dans les tubes sans électrodes[1].

Je ne connais pas de mesures directes de la loi de production d'hélium par le radium ; mais dans une note sur « Quelques propriétés de l'émanation du radium », par A. F. Cameron et sir William Ramsay[2], le rapport de la quantité d'hélium produite à celle de l'émanation a été trouvé égal à 3,18 et comme la quantité d'émanation trouvée par ces auteurs était environ un millimètre cube par gramme de radium et par jour, l'hélium résultant, correspondant à cette expérience devait atteindre environ 3 millimètres cubes ou enfin 8 fois la production trouvée dans les expériences précédentes. Je ne puis expliquer l'origine de si importantes différences dans la mesure de la quantité d'hélium produite par le radium. D'un autre côté, M. Rutherford, dans son travail intitulé « Transformations radioactives » (1906, p. 186), de la conséquence théorique que la particule α est un atome d'hélium portant 2 fois la charge ionique, déduit par des mesures électriques que le nombre des particules émises par an et par gramme de radium est $4 \cdot 10^{18}$ et comme 1 atome d'un gaz à la température et pression normale contient $3,6 \cdot 10^{19}$ molécules, le volume de l'hélium produit par an est 0,11 centimètre cube, ce qui équivaut à environ 0,3 millimètre cube par jour. En considérant que j'ai trouvé une loi de production de l'hélium de l'ordre de 0,37 millimètre cube, l'accord entre l'expérience et la prévision théorique de Rutherford est frappant, établissant ainsi l'exactitude de la théorie des transformations radioactives que ce physicien a tant contribué à développer.

J'exprime ma reconnaissance à M. Robert Lennox, F. C. S. et Mr W. J. Grenn B. S. C. pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la conduite de ces longues et laborieuses expériences.

Reçu le 5 novembre 1908.

1. *Roy. Soc. Proc.*, 64, 257. On the appearance of Impact Hydrogen to the production of High Vacuum together with the spectroscopic examination.

2. *Chem. Soc. Journ.*, 1907, 1274.

EXTRAITS

Sur la lumière positive et le passage de l'électricité dans les gaz[1]

Par P. VILLARD

[illegible]

On explique habituellement le passage de l'électricité dans les gaz par un double phénomène d'ionisation et de recombinaison des ions libres. Cette conception, sur laquelle nous ne nous étendrons pas, n'est pas celle de l'auteur qui par un nombre assez considérable d'observations et d'expériences a pu mettre clairement en évidence que ce phénomène repose sur un tout autre mécanisme physique.

L'ionisation d'un gaz peut aider à l'établissement de la décharge disruptive, en ce cas son rôle se réduit à une sorte « d'amorçage » ; cependant si cette ionisation atteint une certaine valeur, l'étincelle ou la décharge dans les tubes à gaz raréfiés disparaît. On peut cependant constater que le courant continue à passer, seul le phénomène lumineux est supprimé.

Ces faits peuvent s'observer en faisant agir sur les décharges électriques lumineuses des agents d'ionisation puissants, tels que les rayons du radium, les rayons cathodiques, les rayons de Lénard, une flamme, un fil métallique incandescent, etc. Nous verrons au cours de ce mémoire des exemples de cette suppression de la lumière positive par les rayons cathodiques.

Après ces considérations, nous arrivons à l'étude des formes de la décharge : Prenons un tube de 80 à 90 centimètres de longueur sur 5 centimètres de diamètre, contenant de l'air à 15 millimètres de pression environ, et relié au transformateur. Vers 6000 à 8000 volts efficaces apparaissent des lueurs, des aigrettes courent sur les parois. A 10000 volts la décharge devient régulière, il se forme des stratifications avec une faible gaine négative. L'intensité, qui n'atteint pas une moyenne de 1 milliampère, est limitée par la résistance propre du tube. La décharge normale présentant les caractères correspondant à la [illegible] 12000 volts. A ce moment, l'intensité s'élève instantanément à un dixième d'ampère environ et le voltage descend à 7000 volts. [illegible] qui limitent l'intensité.

[illegible] dernière, qui n'occupe que la région axiale du tube, augmente de diamètre avec la raréfaction et croît en longueur avec l'intensité. Ces accroissements sont accompagnés d'une diminution notable de potentiel aux bornes du tube. Le régime ne peut donc être stable avec une source à potentiel constant qu'à condition de mettre en circuit une résistance donnant lieu à une chute de tension croissant avec le courant.

Vers les pressions de $0^{mm},1$ le phénomène est tout autre, la lumière négative entourant la cathode est très développée et la chute cathodique croît avec le courant. Contrairement au cas précédent, le régime du courant est stable et ne peut augmenter que si le voltage s'élève.

Nous arrivons maintenant à une autre forme de la décharge, la décharge disruptive : l'auteur suppose une ampoule à rayons cathodiques reliée à une forte bouteille de Leyde qu'on peut charger progressivement par une source quelconque. On constate par exemple un commencement d'émission cathodique vers 6000 volts avec augmentation continue et régime stable pour chaque voltage entre 6000 et 12000 volts. Si l'on cesse d'alimenter la bouteille, l'alimentation du tube continue et le voltage descend jusqu'à 6000 volts où l'émission s'arrête, la bouteille restant chargée jusqu'à cette dernière différence de potentiel.

Si l'on atteint 12000 volts, il en est autrement ; à ce moment précis une brillante luminescence apparaît entre la cathode et l'anode, luminescence accompagnée d'un bruit sec comme celui d'une étincelle ; on constate alors que la bouteille est complètement déchargée. C'est une véritable étincelle disruptive jouant le rôle de court-circuit. Ce phénomène s'obtient à toutes les pressions, avec des différences de potentiel appropriées à ces pressions et à la forme des tubes.

Dans ces expériences, on a constaté que, quand la décharge disruptive succède à la décharge régulière, le trait lumineux, arc ou étincelle, qui relie les électrodes, ne suit pas le même parcours aux environs de la cathode que dans le second cas. Si la

[1] [illegible]

décharge disruptive est précédée par le phénomène de Geissler le trait de feu évite la gaine négative et aboutit à la cathode au point où cette gaine cesse d'exister ; de même dans un tube à rayons cathodiques le trait de feu n'aboutit jamais au point d'émission de ces rayons.

Différentes considérations suivent sur les modifications à apporter à ces expériences par l'adjonction de résistances ou de self-induction ; les figures 2 et 3 nous montrent quelques-unes de ces modifications, la figure 1 indique le montage général de l'expérience.

L'effet observé dans la décharge diruptive provenant d'un condensateur est identique à l'arc électrique, ce qui a pu être vérifié par l'emploi de batteries d'accumulateurs à haute tension, avec lesquels cette décharge, convenablement réglée par une résistance extérieure, affecte la forme d'un arc constant une fois le potentiel critique atteint.

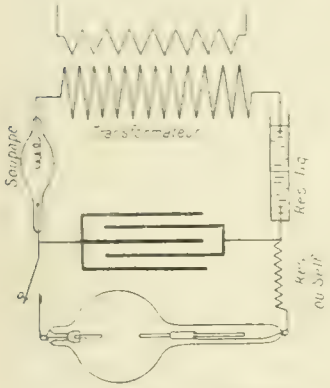


Fig. 1. — Montage de l'expérience.

Fig. 2. — [illegible] 10 centimètres.

Fig. 3. — Disposition des électrodes. 7 centimètres.

Fig. 1. — Condensateur de [illegible] 2 [illegible] soupape [illegible] de [illegible] centimètres [illegible] 2000 [illegible] une [illegible] de verre [illegible] intensité. [illegible]

Fig. 2. — I, II, III et IV, de longueurs sans résistance en série, [illegible] de 2000 à 5000 volts. V et VI [illegible] 50 [illegible] résistance de 50 000 à 1 000 ohms en série.

Fig. 3. — I 2000 volts sans résistance. II et III 5000 volts sans résistance [illegible] IV 5000 [illegible] résistance de 200 ohms. V 5000 volts et 5000 ohms [illegible] 2 [illegible].

En étudiant les deux formes de la décharge on peut constater que la gaine négative semble empêcher la propagation de la lumière positive ; ce qui semble expliqué par les considérations du début. L'espace noir de Faraday résulterait en effet de l'ionisation intense déterminée par les rayons cathodiques et serait limité au parcours de ces rayons. On voit, en effet, cet espace augmenter avec la raréfaction des tubes, c'est-à-dire avec l'augmentation du libre parcours des rayons issus de la cathode.

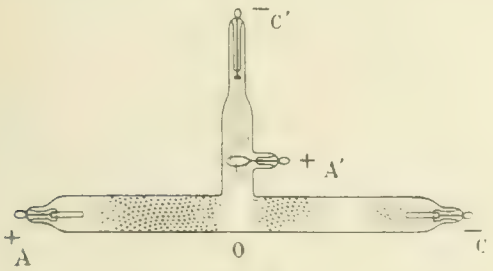


Fig. 4

Cette hypothèse est vérifiée directement dans la figure 4 représentant un tube dont la partie horizontale est terminée par deux électrodes A, C, reliées à une première source, alors que les électrodes A', C', de la partie verticale, reliées à une autre source, peuvent envoyer un faisceau cathodique au milieu de la colonne positive en O ; on remarque qu'en ce point apparaît un espace obscur. Si l'on dévie les rayons issus de C' par un aimant, cet espace se comble immédiatement. Différentes modifications de cette expérience donnent le même résultat.

L'auteur aborde ensuite la question de la déviation magnétique de la lumière positive. La condition la plus simple pour cette étude consiste à prendre un large tube contenant de l'air à la pression de 1 centimètre au moins, de façon que la lumière positive n'occupe que la région axiale, et offre l'aspect d'un cordon lumineux assez mince.

Si on met ce tube entre les branches d'un aimant, on obtient la déformation indiquée à la figure 5. On

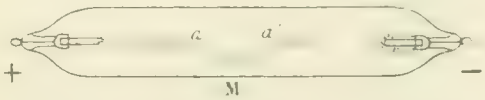


Fig. 5

remarque qu'en M, où l'écart est maximum, la tangente est parallèle à la direction initiale, c'est-à-dire que la déviation est nulle au point où le champ est maximum, ce qui ne peut être expliqué par l'hypothèse d'une convection électrique des ions ou particules chargées. On voit, de plus, qu'en a et a' il y a deux points d'inflexion indiquant que la déviation de

La lumière positive change deux fois de signe dans un champ magnétique constant.

On explique pourtant facilement ces effets en imaginant que la colonne anodique est une chaîne extensible, pourvue de cohésion, tendue entre les électrodes et se comportant comme un conducteur souple. D'autres expériences confirment cette façon de voir.

Quant aux actions électrostatiques, elles sont ce que fait prévoir la théorie; les divers points du conducteur souple formé par la chaîne de lumière positive étant à des potentiels différents doivent s'attirer. La vérification du phénomène peut se faire avec un tube en U à branches rapprochées; on obtient alors les résultats suivants : pour des courants de 0ᵃ,001 à 0,004, l'action électrodynamique qui tend à *ouvrir* la boucle en U est plus faible que l'action électrostatique et il y a attraction des branches; vers 0ᵃ,1 l'action électrodynamique prédomine et la boucle tend à s'élargir.

Vient ensuite la question de la chronophotographie de la décharge, question étudiée au moyen du dispositif suivant : un objectif extra-lumineux d'ouverture $\frac{1}{4}$ environ, adapté à une petite chambre noire, donne une image réelle de la décharge; près du plan focal conjugué est placé une large fente encadrant l'image, dans ce plan focal peut glisser une plaque sensible placée dans un châssis à

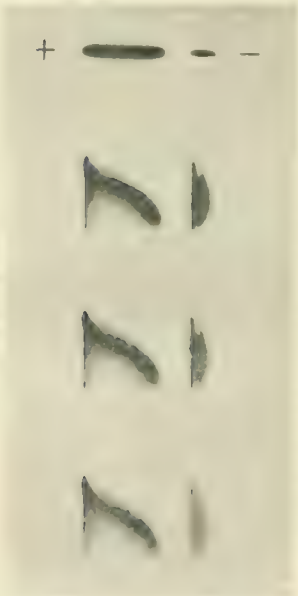


Fig. 6. — Chronophotographie montrant que la lumière positive part de l'anode. Électrodes distantes de 11 centimètres dans un ballon rempli d'air à 15 millimètres.

La décharge est [illegible] sur la plaque [illegible] image supérieure). Cette partie de la plaque est [illegible] par le volet du châssis et [illegible] commencé à un bout de la [illegible] est mis en mouvement et passe [illegible] vitesse. [illegible] de 6 centimètres [illegible] lumière positive [illegible] est [illegible] au plateau photographique [illegible] sur la [illegible] est une projection [illegible] de la décharge [illegible]

Les traînées [illegible] de haut [illegible] Les [illegible]

coulisse que l'on déplace à la main. Quand la décharge est alimentée par un transformateur, l'intervalle de deux images successives donne la mesure du temps. La durée de la première image est exactement comme.

La figure 6 [illegible] le résultat obtenu avec un ballon rempli d'air à la pression de 15 mm., la distance des électrodes étant de 11 centimètres et la fréquence étant de 42 périodes par seconde.

Une autre épreuve (fig. 7) montre les formes que

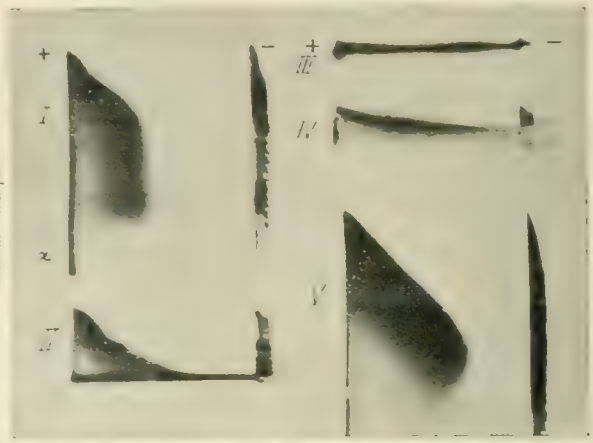


Fig. 7. — Chronophotographies obtenues avec le dispositif de la fig. 1 décharge d'un condensateur. — Distance des électrodes, 10 centimètres; pression, 15 millimètres.

I. 2400 volts. — Phénomène de Grassot avec régime permanent. Décharge visiblement [illegible] du condensateur.

II. 2500 volts. — Phénomène de Grassot suivi d'un arc déchargeant complètement le condensateur et chargé [illegible] lumière négative.

III. 5000 volts sans résistance. — Durée inappréciable.

IV. 5000 volts, 200 à 500 ohms. — Pour le tube.

V. 500 volts, 5000 ohms. — Suppression de l'arc et retour au cas n° I.

prend la décharge quand le tube est monté sur un condensateur dont le potentiel varie.

Les questions qui viennent ensuite ont trait aux phénomènes mécaniques et à l'expérience de Melde, réalisée en prenant comme corde vibrante la lumière positive, puis aux particularités de l'allumage à haute fréquence.

Vient ensuite l'étude de l'influence de la distance des électrodes dont on déduit le principe suivant : « *Le voltage nécessaire à l'établissement d'une décharge électrique entre plateaux parallèles est minimum quand la distance des plateaux est égale à l'épaisseur d'espace obscur qui correspond au courant minimum exigé par la décharge.* »

La dernière question traitée porte sur le rôle préparatoire des ions. Différentes expériences réalisées par l'auteur montrent que « l'ionisation est nécessaire pour préparer la route de l'étincelle, le courant de convection qu'elle produit servant à franchir le seuil d'établissement de la décharge proprement dite ». La fin du mémoire est un résumé des faits les plus importants que nous avons signalés au cours de cette analyse, et dont la mise en lumière constitue certainement un des plus remarquables travaux qui aient été faits sur cette question à la fois si intéressante et si pleine de difficultés.

Extraits par L. Merlou.

[Reçu le 15 juillet 1908.]

Action chimique de l'émanation du radium[1]

Par A. T. CAMERON et William RAMSAY

Laboratoire de chimie, University College, Londres.

TROISIÈME PARTIE.

Action sur l'eau et certains gaz.

Le premier mémoire de cette série contenait un tableau de nombres[2] relatifs à la mesure de la décomposition de l'eau par l'émanation du radium. La courbe que nous avons obtenue, en portant en fonction du temps l'augmentation du volume gazeux, n'était pas exponentielle. Son allure était analogue à celle de la courbe de diminution de l'émanation, mais sa demi-période était de 2,55 jours, au lieu de 3,86 jours pour l'émanation. Avec la méthode expérimentale employée on avait une variation continue du rapport des volumes de la phase gazeuse et de la phase liquide, ce qui explique probablement le désaccord observé. Il nous sembla souhaitable d'établir en ce sens de nouvelles expériences.

Nous avons construit un appareil dans lequel les volumes gazeux et liquides restaient constants; les variations de la masse gazeuse se déterminaient par la lecture de la pression. Dans ces conditions, l'émanation, en tant qu'elle obéit à la loi de Henry, devait se répartir, dans un rapport déterminé, entre les deux phases; comme il semble certain que le milieu environnant n'a pas d'influence sur la vitesse de décomposition de l'émanation[3], le rapport des masses d'émanation dans les phases gazeuse et liquide devait rester constant pendant toute la durée de l'expérience.

Les résultats obtenus ont été simples. La courbe de décomposition de l'eau est exponentielle. L'analyse montre que la demi-période correspondante se rapproche d'autant plus de celle de l'émanation (3,86 jours) que les données expérimentales sont plus précises.

Nous avons obtenu des résultats analogues pour la recombinaison de l'hydrogène et de l'oxygène, et le succès de nos expériences fut tel, qu'il nous sembla désirable d'étendre nos recherches à d'autres gaz. Il ne faut pas attacher trop de poids aux résultats quantitatifs de ces expériences; il faut les considérer comme des recherches préliminaires.

Par contre, les résultats qualitatifs nous semblent assez intéressants pour valoir une publication immédiate.

1. Ce mémoire a paru dans le *Journ. Chem. Soc.*, 93 966 juin 1908. Il fait suite à ceux de 1907, *Journ. Chem. Soc.*, 91-951 1907 et *Le Radium*, 4 388 1907.

2. *Journ. Chem. Soc.*, 91 941-1908; *Le Radium loc. cit.* 394.

3. Cf. Moore, *Le Radium*, 5 161 1908.

L'expérience montra que l'anhydride carbonique est décomposée en carbone, oxygène et oxyde de carbone; l'ammoniaque est transformée notablement en azote et hydrogène. Ses composants gazeux, en présence de la même masse d'émanation, se combinent en faible quantité. L'acide chlorhydrique est décomposé en hydrogène et chlore, et l'absorption du chlore par le mercure permet de suivre quantitativement cette action. Le seul des gaz étudiés qui, jusqu'à présent, s'est montré rebelle à l'action de l'émanation, est la vapeur d'eau. Ce fait est remarquable, surtout étant donnée la décomposition relativement rapide de l'eau dans les mêmes conditions. Nous avons fait vingt expériences en tout, quatre sur l'eau, cinq sur l'hydrogène et l'oxygène, trois sur CO^2, trois sur l'ammoniac, et une sur chacune des substances suivantes : oxyde de carbone, azote et hydrogène, gaz tonnant à 150° et vapeur d'eau à 150°.

L'appareil utilisé est une modification de l'appareil qui a servi aux expériences de 1907[1]. Les méthodes de remplissage sont analogues. On maintient le niveau du mercure à une hauteur constante dans l'appareil et on lit la pression. Le tube d'expériences était calibré à l'avance.

Les auteurs donnent les résultats quantitatifs de leurs expériences. Ils reproduisent comme exemples les courbes relatives à la décomposition de l'eau liquide, à la recombinaison de l'hydrogène et de l'oxygène, à celle de l'azote et de l'hydrogène, à la décomposition de l'oxyde de carbone.

La nature des modifications chimiques produites par l'émanation du radium. — Comme nous l'avons montré, il semble que chaque particule d'émanation, en se décomposant, produit une action chimique de grandeur déterminée, car la quantité d'eau décomposée pendant un temps donné est proportionnelle à la variation du volume d'émanation pendant le même temps. La vitesse de réaction de l'azote et de l'hydrogène, comme celle de la décomposition de l'anhydride carbonique, confirment cette hypothèse, quoique, dans ce dernier cas, il se produise probablement plusieurs réactions simultanées. Il reste à élucider la question suivante : de quelle manière se produisent ces actions chimiques ?

Les auteurs rappellent les travaux de Berthelot et d'autres, sur les actions chimiques exercées par la décharge électrique silencieuse, ainsi que par la lumière ultra violette.

Les actions dues aux rayons α des corps radioactifs sont

1. Ramsay et Cameron, *Journ. Chem. Soc.*, 91 1267

[illegible] : union de l'hydrogène et du chlore[1], transformation du phosphore blanc en rouge (Berthelot), décomposition de l'acide iodhydrique[2].

Les transformations décrites ici sont de la même nature, mais les actions sont bien plus énergiques. Ceci peut s'expliquer en admettant qu'elles sont dues aux rayons α, dont l'énergie est incomparablement plus grande que celle des rayons β, ainsi que le montre leur pouvoir ionisant. On admet que l'ionisation qui se produit dans les gaz, sous l'influence des particules α, ou des rayons cathodiques, ou des rayons de Röntgen, est due à ce fait que les molécules gazeuses prennent une charge électrique sous l'influence des chocs, ou d'une autre manière. Supposons qu'un mélange d'hydrogène et d'oxygène soit bombardé par des particules α, de manière qu'il se forme des ions chargés des deux gaz : une combinaison partielle des deux gaz est alors certaine. On peut prévoir que l'action du dégagement des particules dans l'eau sera bien plus énergique; il suffit de comparer les actions d'une charge de coton-poudre explosant dans un espace clos, et dans un espace ouvert. Le choc détruit un nombre immense de molécules d'eau, et produit des ions hydrogène et oxygène chargés. Certains de ces ions se recombinent. La partie qui échappe à la recombinaison amène les variations de volume qui sont mesurées en fait.

Les expériences faites à 130 degrés ne confirment pas entièrement cette théorie. D'abord l'émanation du radium elle-même n'émet que des particules α. Elle se détruit en donnant la série de corps : Ra A, Ra B, Ra C. De ceux-ci, le premier et le dernier émettent des particules α, le second et le troisième des rayons β. La demi-durée de vie de ces corps est de moins d'une demi-heure. Pendant les quatre premières heures après l'introduction de l'émanation dans un espace clos, l'activité α croît presque jusqu'au triple de sa valeur initiale. Si chaque particule α produisait une action déterminée, la recombinaison de l'hydrogène et de l'oxygène devrait croître dans la même mesure. La courbe obtenue est au contraire presque rectiligne et ne confirme pas cette hypothèse. (L'augmentation de volume qui se produit au début, qui atteint à la fin de la première heure sa valeur maxima et que nous avons observée dans le cas du gaz tonnant à 130 degrés comme dans les expériences faites sur le gaz tonnant à la température ordinaire, sur l'oxyde de carbone et sur le mélange azote, hydrogène, semble attribuable à une élévation locale de température; cette élévation de température est due à l'émanation qui même à 130 degrés abandonne assez de chaleur au gaz environnant pour élever notablement sa pression.)

D'autre part, l'action sur la vapeur d'eau et sur l'acide chlorhydrique devrait être analogue. Dans ce dernier cas on observa une décomposition, tandis qu'on ne put mettre en évidence aucune action sur la vapeur d'eau. La seule explication, qui peut mettre ce fait en accord avec les autres, consiste à supposer qu'à la température de l'expérience, la réaction inverse se produit assez vite pour amener la recombinaison immédiate de tout l'hydrogène et l'oxygène qui auraient pu se former. Il faut se rappeler que le gaz contenait de l'hydrogène libre, dont la présence doit augmenter les chances de recombinaison.

Ce travail ne se rapporte qu'aux transformations moléculaires. Quand à savoir si, pendant que l'émanation produit une semblable réaction, une partie de l'énergie est utilisée à détruire les atomes, du carbone ou du chlore par exemple, c'est une toute autre question. Pour le moment, nous nous contentons de reprendre la principale conclusion de notre travail.

Toutes les fois que l'émanation du radium provoque une transformation chimique, les particules d'émanation produisent chacune en se détruisant, toutes choses égales d'ailleurs, *une modification de même grandeur.*

(Extrait et traduit par L. Bayer.)

Reçu le 20 octobre 1908.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS EXTRAITS ANALYSES INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Sur la dispersion des particules α par la matière. — H. Geiger (*Proc. Roy. Soc.*, 81, 174-177, 1908). — L'appareil employé est représenté fig. 1. Les particules α émises par la source R traversent une fente étroite S devant laquelle on peut placer en A des feuilles d'aluminium ou d'or. On compte les scintillations produites sur l'écran au sulfure de zinc Z, en différents points, à l'aide du microscope M qui peut se déplacer sur une glissière PP. Comme source, l'auteur a d'abord employé le radium C, peu commode à cause de sa diminution trop

[1] [illegible] 39, 2095, 190[illegible]

[2] [illegible] 39, [illegible]

rapide. Il a remplacé cette substance par de l'émanation enfermée dans un tube de verre R fermé par une lame mince de mica.

En l'absence d'écran en A et avec un bon vide, on ne

Fig. 1.

trouve pas de scintillations en dehors de l'image géométrique de R. Lorsqu'on place des écrans en A, on voit les scintilla-

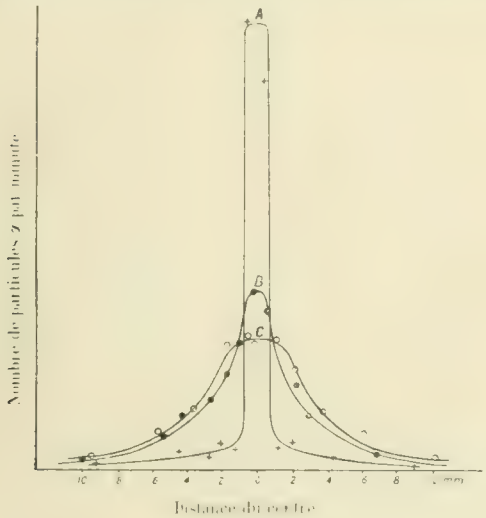


Fig. 2.

tions s'étaler de plus en plus à mesure que l'on augmente l'épaisseur des écrans. Les courbes de la fig. 2 représentent le nombre de scintillations observées en fonction du déplacement du microscope. A en l'absence d'écran, B avec une feuille d'or, C avec deux feuilles d'or. Avec l'aluminium, la dispersion est un peu plus faible. M. Moulin.

Parcours et absorption des rayons α. — Note complémentaire sur les rayons secondaires des rayons α. — E. Aschkinass (*Ann. der Phys.*, 27, 577, 1908). On sait que les rayons α perdent brusquement, et en même temps, à la fin de leur parcours, la faculté de produire des ions par leurs chocs, celle d'exciter la fluorescence et d'agir sur la plaque photographique. Ils possèdent encore à ce moment la vitesse considérable de $0,82 \times 10^9$ cm sec, cette vitesse critique étant indépendante de la nature du milieu traversé. Il était intéressant de voir si les particules positives continuent leur mouvement après avoir perdu leur pouvoir d'ionisation, ou bien si leur vitesse tombe tout à coup à zéro, au bout de leur parcours. Cette question a été examinée d'abord par M. W. Duane[1], qui a cherché comment variaient avec l'épaisseur d'air traversée le pouvoir d'ionisation de rayons α du radium, ainsi que les charges qu'ils transportent (que l'on mesure en les recevant sur un plateau relié à un électromètre et placé dans un vide très avancé). Il a trouvé deux courbes de même allure pour les deux effets qui disparaissent en même temps.

Indépendamment de M. Duane, M. Aschkinass a fait des mesures analogues pour les rayons α du polonium dont le parcours dans l'air est de 5,86 cms et dans l'aluminium de 23,4 μ. Son dispositif est représenté sur la figure 1 : en P se trouve le polonium ; A est le plateau qui reçoit les

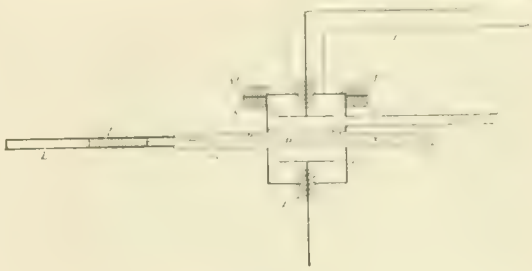


Fig. 1.

charges et qui est en communication avec un électromètre. Les plateaux A et P sont fixes et placés tous deux dans la boîte étanche C (6 cms de haut), où l'on fait un vide très avancé au moyen d'une pompe de Gaede et du charbon de noix de coco plongé dans l'air liquide. Le dispositif de Duane était différent : il laissait la substance active en dehors de la boîte où se trouvait l'électrode et faisait traverser aux rayons des épaisseurs variables d'air, en éloignant plus ou moins la substance de la boîte ; l'inconvénient de cette méthode est que la divergence du faisceau de rayons α varie d'une expérience à l'autre. M. Aschkinass, au contraire, intercale sur le trajet des rayons un écran de cuivre D percé de deux ouvertures circulaires identiques *u* et *v* (45 mms de diamètre), dont l'une reste libre (ou est recouverte d'une feuille d'aluminium très mince, d'absorption négligeable), et dont l'autre est recouverte de lames d'aluminium d'épaisseur variable. On fait passer à volonté les rayons à travers *u* et *v*, en faisant glisser la lame D dans des rainures au moyen d'un électro-aimant qui agit sur le morceau de fer F.

Un champ magnétique arrête les rayons β lents émis par le polonium. Tout l'appareil est au sol sauf A qui prenait,

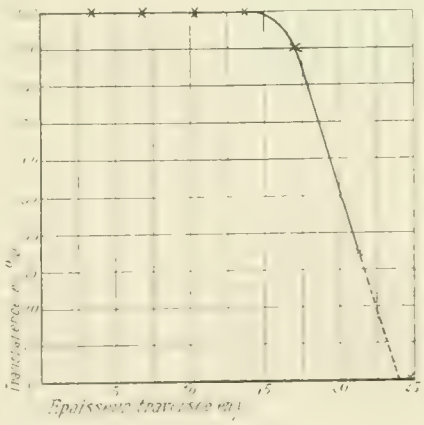


Fig. 2.

sous l'influence des rayons, un potentiel de 0,6 volt en 10 minutes.

Les résultats des expériences sont reproduits sur la courbe de la figure 2 où les ordonnées représentent en pour cent, la quantité de rayons qui a passé jusqu'au plateau récepteur. On voit que la transparence de l'aluminium est absolue jusqu'à une épaisseur de 15,7 μ équivalent à

1. *C. R.*, 146-958, 1908.

un parcours de 2,26 cm dans l'air. Cependant l'absorption qui se produit au delà semble être apparente et due à la divergence des rayons. Les rayons extrêmes du faisceau faisaient avec le plan du plateau un angle dont le sinus était 0,75 et le cosinus 0,6. Ces rayons traversaient en réalité à travers une lame d'aluminium d'épaisseur e, un trajet de $\frac{e}{0,6}$, et devaient être arrêtés complètement par une feuille de $25,4 \times 0,6 = 14$ cm. Si on admet que les particules sont arrêtées brusquement après un parcours de 25,4 cm sans subir d'absorption auparavant, le rayonnement qui tombe sur le plateau récepteur doit commencer à diminuer pour une épaisseur traversée de 14 cm. C'est ce que montre l'expérience. Il semble donc que l'absorption des rayons par la matière est très faible ou nulle presque jusqu'à la limite de leur parcours, où elle devient soudain complète. Les mesures des charges et celle de l'ionisation donnent pour la longueur du parcours des nombres identiques. Ces résultats sont tout à fait en accord avec ceux de M. Duane, qu'ils complètent. Le mémoire se termine par quelques observations sur les rayons secondaires des rayons α.

E. Bauer.

Les rayons γ secondaires produits par les rayons γ du radium. — **C.-A.-S. Eve** (*Phil. Mag.*, 16, 224-254, 1908). — Les rayons secondaires produits par les rayons γ, mesurés en les recevant dans un appareil de mesure approprié, ont des intensités qui varient sensiblement dans le même sens que la densité des radiateurs, alors que l'intensité des rayons secondaires des rayons X varie dans un ordre tout différent. Cela tient à ce que les rayons cathodiques secondaires des rayons X sont rapidement absorbés par l'air, alors que les rayons cathodiques secondaires des rayons γ sont beaucoup plus pénétrants; dans ce dernier cas, l'ionisation mesurée est principalement due à ces rayons cathodiques très rapides, dont l'intensité varie dans l'ordre des poids atomiques des radiateurs.

En interposant un écran d'aluminium de 1,65 mm. d'épaisseur entre le radiateur et l'électroscope, de manière à supprimer les rayons β secondaires, on obtient pour différents radiateurs les valeurs données dans le tableau I.

Tableau I. — Rayons secondaires des rayons X et γ. Rayons cathodiques supprimés par absorption.

Radiateur secondaire	Épaisseur en cms	X	γ
Livres (tranches).	11	280	2,5
Paraffine	4	250	2,0
	6,5		2,7
Bois	6	170	3,0
	14		3,6
Aluminium	6	160	3,0
Eau	11	125	1,7
Cuivre	24	105	3,8
Plomb	5	61	1,0
Fer	5	58	3,5

Dans ce tableau sont également données les valeurs des intensités des rayons secondaires des rayons X très durs, les rayons cathodiques étant absorbés simplement par l'air. (L'électroscope de mesure est formé par une de ses faces par deux feuilles d'aluminium de 0,00051 cm d'épaisseur.) Le sel de radium était enfermé dans un cylindre de ferronickel de 2,2 cm d'épaisseur. Les intensités des rayons secondaires des rayons γ ne suivent plus l'ordre des poids atomiques.

Avec les rayons γ, sans interposition d'écran, on obtiendrait les valeurs du tableau II.

Tableau II. — Rayons γ. radiation secondaire.

Radiateur	
Plomb .	100
Cuivre	61
Laiton . .	59
Aluminium .	50
Verre .	35
Paraffine . . .	20

En faisant varier l'épaisseur de l'écran d'aluminium, on obtient des courbes analogues à celles de la figure 1 qui montrent que, à partir d'une certaine épaisseur, la radiation secondaire est très peu absorbable. Cette radiation doit être considérée comme étant du type γ par suite de leur grand pouvoir pénétrant; dans le cas de la brique, ces rayons proviennent de profondeurs atteignant plusieurs centimètres et peuvent traverser ensuite plusieurs millimètres de plomb. Le coefficient d'absorption du plomb pour ces rayons est d'environ 4, sensiblement celui de ce métal pour les rayons γ de l'actinium. De plus, si le radiateur est soumis à un champ magnétique intense, ce champ n'exerce aucune influence sur ce rayonnement secondaire pénétrant.

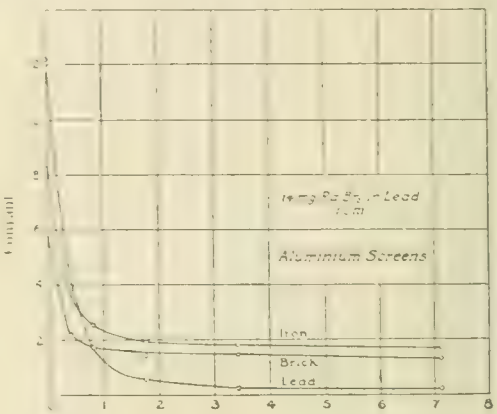


Fig. 1.

Le sel de radium enfermé dans le tube de ferronickel produisait un effet 1,5 fois plus grand que ce même sel enfermé dans un tube de plomb de 1 cm. d'épaisseur. D'après les densités relatives de ces tubes les 2,2 cm. de ferronickel devraient être équivalents à 1,5 cm. de plomb, de sorte que, dans le premier cas, le rayonnement ne devrait être que les deux tiers de celui que l'on observe dans le second cas. Le même fait se retrouve pour les rayons primaires émergents. De plus, dans le premier cas, les rayons primaires sont plus facilement absorbés par le plomb que dans le cas où le sel est enfermé dans du plomb.

Dans l'un et l'autre cas, les rayons secondaires γ émis par le plomb sont faibles, que l'écran absorbant soit d'ailleurs en plomb ou en aluminium.

Avec le tube d'acier et un écran d'aluminium, la brique donne un effet secondaire plus intense que le fer. Avec ce tube et un écran de plomb ou avec le tube de plomb et des écrans d'aluminium ou de plomb, l'effet secondaire du fer est au contraire plus grand que celui de la brique.

En étudiant l'absorption des rayons secondaires cathodiques par une feuille d'aluminium, on trouve que les rayons cathodiques produits sous l'influence des rayons β sont plus lents que les rayons β primaires et que les rayons cathodiques secondaires produits par les rayons γ sont encore plus lents; mais les vitesses de tous ces rayons sont du même ordre et sont plus grandes que celles des rayons cathodiques secondaires émis sous l'influence des rayons X, comme l'avaient d'ailleurs déjà montré différents expérimentateurs. M. Moulin.

Le spectre de l'émanation du radium. — Alex. Thomas Cameron et sir William Ramsay (*Proc. Roy. Soc.*; **81**-210-215, 1908). — Pendant l'exposition de la plaque dans le spectrographe, les raies de l'émanation disparaissent et celles de l'hydrogène apparaissent. Cela est dû à l'absorption de l'émanation par les électrodes d'aluminium. Avec des électrodes en cuivre, l'absorption de l'émanation et le dégagement d'hydrogène se font moins sentir. Les auteurs complètent le tableau de longueurs d'ondes qu'ils avaient donné précédemment.

L'une des raies (4058,5), au lieu de diminuer, augmente d'intensité avec le temps. Les auteurs pensent qu'on pourrait l'attribuer à quelque produit de transformation de l'émanation. M. Moulin.

Sur le spectre de l'émanation du radium. — E. Rutherford (*Phil. Mag.*, **00**-00-1908). — Le présent travail est le complément de la mise au point d'un précédent mémoire publié dans ce journal (voir *Le Radium*, **5**-200-201-1908). L'auteur a publié en outre une photographie du spectre que nous reproduisons ici (fig. 1).

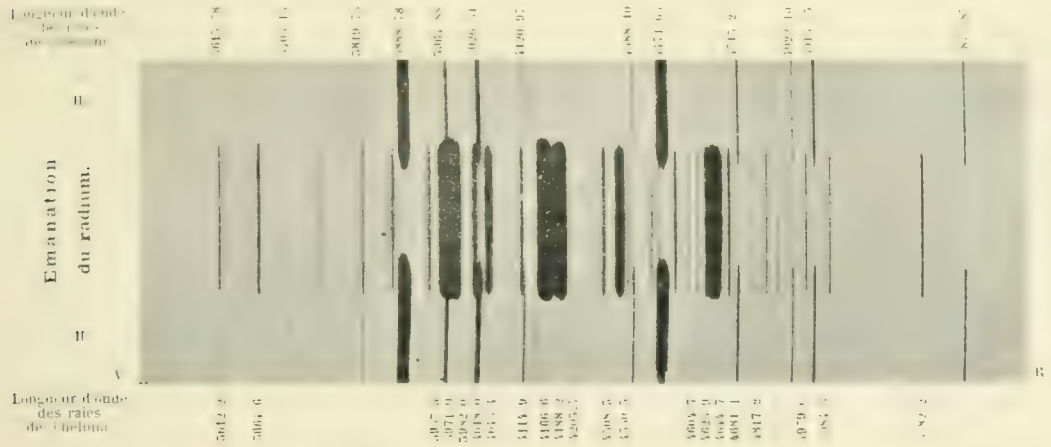


Fig. 1. — Spectre de l'émanation du radium.

Condensation des émanations de l'actinium et du thorium. — S. Kinoshita (*Phil. Mag.*, **15**-121-151-1908). — La méthode employée est la méthode électrique déjà utilisée par Rutherford et Soddy pour les émanations du thorium et du radium. La figure 1 montre l'ensemble du montage. La condensation a lieu dans un serpentin de cuivre (127 centimètres de long, 3 millimètres de diamètre intérieur et 1 millimètre d'épaisseur), dont on déterminait la température en mesurant sa résistance. On faisait passer dans le serpentin un courant maintenu constant de 0,24 ampère et le galvanomètre relié aux extrémités de ce serpentin déviait proportionnellement à la résistance; l'effet thermique de ce courant était négligeable.

La vie très courte de l'émanation de l'actinium rend les expériences difficiles. Pour avoir des courants mesurables,

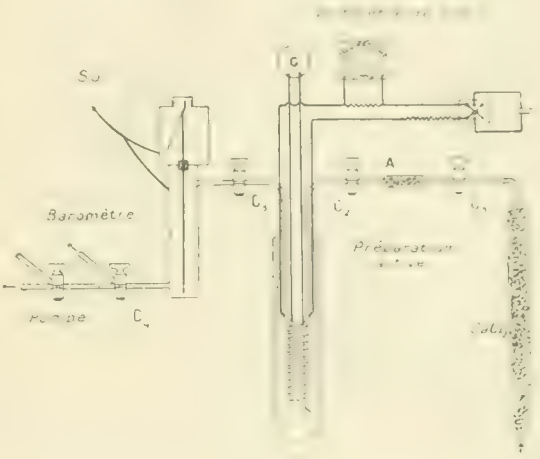


Fig. 1.

on ne pouvait attendre plus de 30 secondes, malgré l'activité de la préparation d'actinium (1,5 grammes d'activité égale à 6000 fois celle de l'oxyde d'uranium). L'expérience a montré que l'on obtient le même résultat en laissant séjourner l'émanation dans le serpentin 15 ou 24 secondes.

On vidait à l'aide d'une trompe à eau le condensateur de mesure relié à l'électroscope et le serpentin à une pression de 10 centimètres, A étant à la pression atmosphérique. C_3 étant fermé, on ouvrait C_2 que l'on refermait au bout de quelques secondes. Au bout d'un temps T, on ouvrait C_3 et le gaz et l'émanation non condensée passaient dans l'électroscope. On faisait deux lectures, l'une au bout du temps T, l'autre un temps τ (20 sec.) après. Un calcul simple montre que si s_τ et s_0 sont ces lectures, on a pour la quantité d'émanation non condensée au temps T :

$$I_T = \frac{k\,(s_\tau - s_0)}{1 - e^{-\lambda\tau}}$$

k étant une constante. Si τ est le même dans toutes les expériences, I_T est proportionnel à la différence des lectures. On faisait une nouvelle lecture 50 ou 60 sec. après pour obtenir la correction de l'actinium A.

Le serpentin de cuivre était placé dans un vase de Dewar, entouré de coton. On mettait de l'air liquide dans ce vase

pendant que le serpentin était refroidi on enlevait l'air liquide et on laissait le serpentin se réchauffer lentement.

La condensation commence à se produire à — 120 degrés et une certaine quantité d'émanation reste non condensée au-dessous de cette température, jusqu'à — 150 degrés où la condensation est totale.

La manière dont se comporte cette condensation est la même dans l'air ou dans l'hydrogène, mais elle dépend de la pression du gaz. Cette variation avec la pression a été déterminée en ajoutant au tube A des tubes de différents volumes. Quand la pression du gaz augmente, les températures de volatilisation complète et de condensation totale diminuent. L'auteur donne des courbes qui relient la quantité d'émanation non condensée à la température pour différentes pressions et un tableau que nous reproduisons ci-dessous.

[illegible]	[illegible]		[illegible]		[illegible]		[illegible]		[illegible]	
[illegible]	Act.	Th.	Act.	Th.	Act.	Th.	Act.	Th.	Act.	Th.
[illegible]	[illegible]		[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]		-122.[illegible]	
[illegible]	[illegible]		-142.7		-138.5	-136.4	-138.1		-123.7	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	-143.7	-140.5	[illegible]	[illegible]	-131.7	[illegible]	-120.5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	-137.5	-134.5	-128.5	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	-144.0	[illegible]	[illegible]	-137.0	[illegible]	-127.7
[illegible]	[illegible]	-152.3	-148.9	-147.3	-145.8	-144.0	[illegible]	-139.5	[illegible]	-130.5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	-148.1	[illegible]	[illegible]	[illegible]	-140.5	-134.0	[illegible]
[illegible]			[illegible]	-154.2	[illegible]	-152.8	-149.6	[illegible]	-143.2	-144.3

L'émanation du thorium donne des résultats tout à fait analogues. Ils sont donnés dans le tableau à côté de ceux relatifs à l'actinium. M. MOULIN.

Sur l'activité relative de l'émanation et du dépôt radioactif du thorium et de l'actinium.

Howard. L. Bronson (*Phil. Mag.*, 16, 291-299, 1908). — On sait que dans le cas du radium et de ses produits radioactifs chaque atome des produits de transformation à rayons α émet le même nombre de particules α; on admet généralement que chacun de ces atomes n'en émet qu'une seule. L'auteur s'est proposé, sur les conseils du Dr Boltwood, de rechercher s'il en est de même dans le cas du thorium et de l'actinium.

La méthode consiste à comparer l'ionisation produite par l'émanation et par le dépôt actif quand l'équilibre radioactif est atteint. La substance active est placée dans du papier filtre; un courant d'air passe à travers ce papier, se charge d'émanation et traverse ensuite un appareil de mesure de l'activité. Quand le courant, dans cet appareil, a atteint son maximum, on a, en mesurant ce courant, la somme des activités dues à l'émanation et au dépôt actif; on arrête alors le courant d'air et, lorsque l'émanation a pratiquement disparu, on mesure l'activité induite seule. A une faible correction près, la différence donne l'activité de l'émanation.

Deux appareils de mesure ont été employés; ils étaient constitués par des tubes cylindriques de 40 cm. de long et de 18 et 5,6 cm. de diamètre, munis d'électrodes de 0,2 cm de diamètre.

Les expériences ont été faites dans des conditions variées, en modifiant la quantité de matière active employée, la vitesse du courant d'air, la différence de potentiel. Cette différence de potentiel a été inversée, de sorte que le dépôt actif avait lieu soit sur le cylindre extérieur, soit sur la tige centrale.

Tous les rayons α produits par l'émanation et par l'activité induite ne produisent pas le même nombre d'ions, car certaines particules α sont arrêtées par les parois et n'achèvent pas leur parcours dans le gaz. L'auteur a calculé géométriquement le parcours moyen de ces particules. Il est alors facile, d'après les données actuelles, de calculer le nombre d'ions libérés par une particule α de l'émanation et des différents produits actifs du dépôt actif, et d'en déduire le rapport des courants que l'on devrait observer pour l'activité induite et pour l'émanation en équilibre radioactif.

Dans le cas du thorium, on trouve que le rapport ainsi calculé est 4 fois trop grand. Dans le cas de l'actinium, il est 2 fois trop grand.

Pour interpréter ces résultats, il est difficile de supposer qu'il existe, dans la série des transformations successives, un produit à rayons α de vie très courte : ces rayons auraient été mis en évidence par les mesures de Hahn sur les parcours des rayons α des produits du thorium et de l'actinium. Il est plus simple de supposer qu'un atome de thorium C émet le même nombre de particules α qu'un atome de thorium B, qu'un atome d'émanation émet 4 fois ce nombre, et qu'un atome d'émanation de l'actinium émet deux fois plus de particules α qu'un atome d'actinium B. Dans le cas du radium, l'émanation, les radiums A, B, C émettraient le même nombre de rayons α. M. MOULIN.

L'actinium C, nouveau produit à courte durée de l'actinium.

— O. Hahn et Lise Meitner (*Phys. Zeitsch.*; 15 octobre 1908, 20-649-A.). — En général, les courbes de désactivation de l'actinium A et de l'actinium B ont été dressées au moyen de mesures faites sur les rayons α. En opérant sur les rayons β, les auteurs ont été frappés du fait que les courbes de désactivation présentent au début une chute plus lente qu'on ne l'attendrait des constantes de temps propres à l'actinium A et B. Ils ont entrepris alors des mesures de désactivation sur des lames activées pendant des temps variables, et cela séparément pour l'activité α et pour l'activité β. Le résultat a été le suivant : les deux espèces de courbes sont extrêmement différentes, il peut arriver que l'une monte pendant que l'autre descend. La conclusion était tout indiquée : il existe un nouveau produit de l'actinium — actinium C — qui émet des rayons β, et dont la désintégration est très rapide, car toutes les courbes finissent par avoir l'allure caractéristique de l'actinium A.

Pour chercher à vérifier cette conclusion, on a commencé par purifier soigneusement la substance (actinium de Giesel) de toutes les impuretés, particulièrement du radium. On est arrivé à ce résultat par un traitement assez long (dissolution dans HCl, précipitation par H_2SO_4 et $BaSO_4$, ébullition en présence d'ammoniaque). Avec l'actinium ainsi purifié on a préparé de la radioactivité induite soit sur des lames métalliques, soit en solution. De cette radioactivité induite on a essayé d'isoler la substance hypothétique par divers procédés. Les seuls qui donnèrent un résultat positif furent : 1° l'action du noir animal et du noir de platine. On a obtenu de la sorte des produits peu actifs dont le rayonnement β n'avait nullement la période attribuée aux actinium A et B, mais une période voisine de 5 minutes; 2° la distillation fractionnée à 400° par chauffage au chalumeau (Levin). On sait qu'on chasse ainsi l'actinium A. Les lames traitées de la sorte donnèrent elles aussi une chute rapide de l'activité β (5 minutes). L'activité observée ne pouvait provenir de l'actinium B, dont la disparition est très rapide (2,15 minutes). Il semble probable que l'actinium B n'émet pas de rayons β et que ceux-ci appartiennent à un corps nouveau.

Cette présomption a été confirmée par l'expérience suivante : la lame chauffée est coupée en deux parties, l'une est étudiée au point de vue de l'activité α, l'autre au point de vue de l'activité β. La première donne une décroissance

avec la période caractéristique de l'actinium B (2,15 minutes). La seconde donne d'abord un accroissement suivi d'un maximum, puis d'une décroissance qui se fait avec la période de 5,1 minutes.

L'existence d'un nouveau produit de l'actinium étant admise à la suite des expériences qui précèdent, on a cherché à calculer, au moyen des formules déduites par Rutherford de la théorie de la désintégration, la forme des courbes de désactivation de l'activité induite de l'actinium. On admet que l'actinium A est inactif, l'actinium B n'émet que des rayons α, l'actinium C que des rayons β et γ. Pour réaliser ces conditions au point de vue expérimental, il faut, comme les auteurs l'ont démontré, se débarrasser par des écrans appropriés du rayonnement β très mou que possède l'actinium A. L'accord entre les courbes d'activation ou de désactivation et les nombreuses courbes expérimentales obtenues par les auteurs tant au moyen des rayons α que des rayons β, a été aussi satisfaisant qu'on pouvait le désirer. On peut donc conclure avec la plus grande vraisemblance qu'après l'actinium A, émettant des rayons β très mous, viennent se placer dans la série des produits de l'actinium : 1° l'actinium B, n'émettant que des rayons β ; 2° un corps nouveau l'actinium C, n'émettant que des rayons β et γ et possédant une constante de temps égale à 5,1 minutes.

Léon Broch.

Sur les rayons β de l'actinium. — O. Hahn et Lise Meitner (*Phys. Zeitsch.*, 25 oct. 1908-**21**-697 A). — Les auteurs ont montré précédemment que, conformément aux idées de H.-W. Schmidt, le rayonnement β d'une substance homogène suit toujours une loi d'absorption purement exponentielle. Ils ont étudié à ce point de vue le thorium, l'uranium, le plomb radioactif. Ils se proposent ici d'étendre cette loi à la série de l'actinium.

Des courbes d'absorption en coordonnées logarithmiques ont été dressées pour une préparation d'actinium recouverte de différentes épaisseurs d'aluminium (feuilles de 0,445 mm.). Ces courbes présentaient deux écarts par rapport à la loi exponentielle. Au début elles offraient une concavité marquée vers le bas, puis elles étaient sensiblement rectilignes, et à la fin elles présentaient un nouvel écart en sens inverse du premier. L'existence de ces écarts donnait à penser ou que la préparation employée n'était pas pure, ou que l'actinium engendre plusieurs produits à rayonnement β.

Pour décider cette question, on a eu recours à une préparation d'actinium spécialement purifiée, la même qui a servi aux expériences sur l'actinium C. Les courbes gardèrent leur caractère anormal. La courbure du début était même plus prononcée. Mais on a pu supprimer la courbure finale en employant un faisceau de rayons β bien normaux aux écrans, ce qui démontre, comme les auteurs l'avaient déjà suggéré ailleurs, que cette courbure pour les grandes épaisseurs est le résultat d'un effet de diffusion ou de dispersion des rayons β. Ce point a été vérifié par de nombreuses mesures faites en variant l'ouverture des diaphragmes et la distance.

Mais la courbure initiale se retrouve dans tous les cas. On se trouve en présence d'un faisceau de rayons β très mous, et des expériences faites sur une préparation fraîche de radioactinium ont donné très nettement deux faisceaux de rayons β très inégalement pénétrants. Par contre, l'actinium X donne une ligne droite, tant qu'il ne s'est pas formé d'activité induite. L'activité induite donne de nouveau des courbes indiquant un rayonnement β hétérogène. L'étude systématique de ces courbes conduit les auteurs à cette conclusion : outre l'actinium C, qui émet des rayons β à moitié absorbés par 0,24 mm. d'aluminium, il existe dans la série de l'actinium deux autres corps à rayonnement β, le radioactinium dont les rayons sont absorbés par 0,04 mm. d'aluminium, et l'actinium A dont les rayons β sont beaucoup plus mous encore.

Léon Broch.

Expériences avec l'émanation du radium. — Le volume de l'émanation. — E. Rutherford (*Phil. Mag.*, **16**-300-312-1908). — Le volume de l'émanation, déterminé par Ramsay et Soddy, puis récemment par Ramsay et Cameron, est d'un tout autre ordre de grandeur que celui que permet de prévoir la théorie des transformations. Ramsay et Cameron ont trouvé que le volume d'émanation émis par 1 gramme de radium est de 7,07 millimètres cubes, alors que la théorie conduit à un volume beaucoup plus petit, de 0,57 mm³. Il était important de reprendre ces expériences et d'obtenir l'émanation à l'état pur.

Les premiers essais ont été faits en recueillant l'émanation par chauffage du sel de radium, mais le volume recueilli était

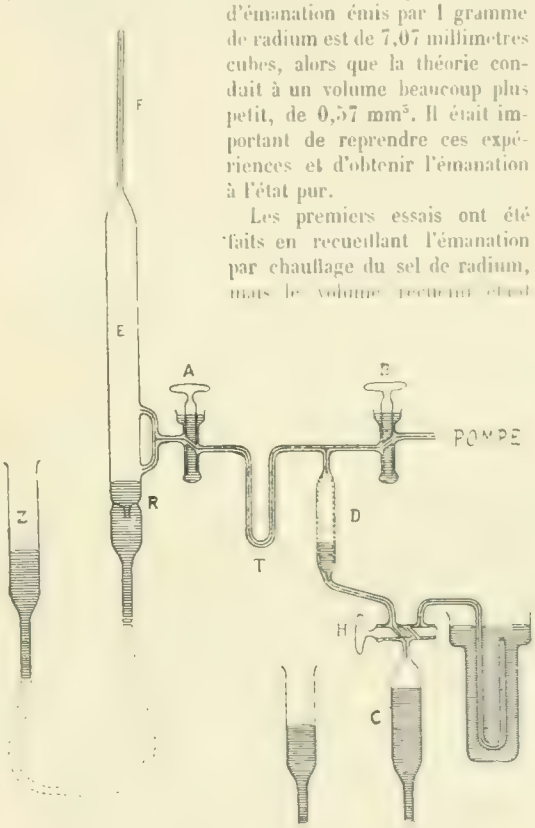


Fig. 1.

très petit, il fallait le mélanger d'un peu d'hydrogène ou d'oxygène. Par la suite, le sel était dissous et la solution placée dans un tube de quartz. On extrayait par le vide l'émanation mélangée d'oxygène et d'hydrogène, on faisait passer des étincelles dans le gaz puis on ajoutait un peu d'oxygène pour détruire l'excès d'hydrogène. L'émanation mélangée avec environ 1 cm³ d'hydrogène était recueillie sur le mercure dans un petit tube où se trouvait une pastille de potasse caustique pour absorber le gaz carbonique.

L'appareil destiné à la purification de l'émanation et à la mesure de son volume est représenté figure 1. L'appareil était vidé à l'aide d'une pompe à mercure puis on faisait passer l'émanation mélangée avec 1 cm³ de gaz dans le tube C, Les robinets A et B étant fermés, l'émanation était envoyée à travers le tube D, en levant le réservoir de mercure, dans le tube en U, T (1,5 cm³), qui était plongé dans l'air liquide pour condenser l'émanation. On enlevait alors les gaz non condensés par le robinet B. On abaissait

[illegible] du mercure du tube D jusqu'au trait pointillé, on recouvrait l'air liquide et on laissait quelques heures les gaz en contact avec la potasse caustique qui recouvrait les parois intérieures du tube D, pour enlever les dernières traces de CO^2. Le tube en U était alors plongé dans du pentane refroidi, à l'aide d'air liquide, à une température comprise entre la température de condensation de l'émanation (— 150° C) et la température de l'air liquide (— 190° C). Tout l'appareil était alors complètement vidé, une partie de l'émanation étant enlevée avec les gaz par la pompe. Finalement, on fermait B, et en laissant le tube en U se réchauffer l'émanation se répandait dans le tube E. On fermait A et on faisait passer l'émanation dans le tube capillaire F où on mesurait son volume à intervalles réguliers.

Mesures d'activité. — Il était important de déterminer la quantité d'émanation présente dans le tube capillaire. Dans ce but, on comparait l'activité γ produite par l'émanation à celle d'un échantillon de poids connu de bromure de radium qui donnait 110 calories par gramme et par heure à l'aide d'un électroscope enfermé dans du plomb. On commençait les mesures au bout de 3 heures. On avait ainsi la quantité d'émanation présente dans le tube en fonction de l'émanation en équilibre avec un milligramme de radium pur. On répétait ces mesures de jour en jour, l'activité de l'émanation ainsi très concentrée décroissant de moitié en 3,75 jours. Dans la plupart des expériences la quantité d'émanation présente correspondait à la quantité en équilibre avec 60 à 140 milligrammes de radium, la quantité enlevée par la pompe correspondant à 20 à 30 milligrammes de radium.

Discussion des expériences. — La pureté de l'émanation était examinée au moyen du spectroscope en faisant passer la décharge dans le tube capillaire à l'aide d'électrodes extérieures. Le spectre présentait les bandes attribuées à CO^2. Les robinets ont été graissés à l'anhydride phosphorique et des essais de distillation fractionnée ont été faits qui n'ont pas donné de résultat. Pour se débarrasser du spectre attribué au gaz carbonique, il faut un séjour de 5 ou 6 heures et de préférence de 24 heures en présence de la potasse caustique du tube D. Il faut également, lorsqu'on enlève les gaz résiduels à l'aide de la pompe à mercure, refroidir le tube en U à une température peu inférieure à la température de condensation de l'émanation et très supérieure à celle de l'air liquide. Tous les gaz inactifs sont alors pratiquement enlevés. Le volume d'émanation est beaucoup plus petit que celui qu'ont donné Ramsay et Cameron. La valeur élevée trouvée par ces expérimentateurs est probablement due à la présence de gaz étrangers qui restent condensés à la température de l'air liquide.

Changements de volume. — Les changements de volume indiqués par Ramsay et Cameron ne s'observent que lorsque l'émanation est impure. On observe soit une diminution de volume, soit un accroissement relativement [illegible] diminution lente. Ces changements de volume ne semblent pas dus à la présence de l'émanation, car les gaz examinés par Ramsay et Cameron ne contenaient pas plus de 20 pour 100 d'émanation. Ces changements de volume pourraient être attribués soit à des dissociations ou combinaisons des gaz étrangers sous l'influence du rayonnement; la diminution de volume dans les deux premières heures pourrait aussi provenir de la formation des agglomérations qui constituent les ions et dont le nombre doit [illegible] par suite de la formation de l'activité induite.

II. — Appareils expérimentaux. — Le tube capillaire employé était en verre au borosilicate d'Iéna de diamètre intérieur [illegible] 0,58 mm. La correction capillaire était de 14 mm. de mercure. Le tube brunissait sous l'influence de l'émanation; il suffisait de le chauffer à la température de thermo-luminescence pour qu'il redevienne transparent. Ce tube était chauffé au début de chaque expérience pour enlever tous les gaz résiduels. Dans tous les cas, les gaz comprimés dans ce tube suivaient la loi de Boyle (Mariotte), aux erreurs d'expérience près, dans les limites examinées. L'auteur donne les résultats de quelques expériences type.

I. — Emanation impure. Le volume a augmenté de 0,154 mm^3 à 0,555 mm^3 en 21 heures, rapidement au début puis de plus en plus lentement. Le volume initial correspondait à 67 milligrammes de radium, soit 2,5 mm^3 par gramme. Le volume final, au bout de 21 heures, aurait donné 5,2 mm^3 par gramme. Le spectre a montré que le gaz contenait une grande quantité de CO ou CO^2.

II. — Exemple de contraction de volume. L'émanation était plus pure et avait séjourné 4 heures en présence de la potasse caustique. Le volume, primitivement de 0,171 mm^3, est tombé, au bout de 17 heures, à 0,069 mm^3. Au bout de 257 heures il était de 0,125 mm^3. Le volume initial correspondait à 1,52 mm^3 par gramme de radium. En faisant la correction pour la diminution de l'émanation, le volume, au bout de 17 heures, correspondait à 0,59 mm^3 par gramme. Au bout de 11 jours, on observait un spectre de l'hélium intense et un spectre faible de CO^2. De plus, on trouvait des raies non identifiées jusqu'à présent. Si l'on admet que les particules α sont des atomes d'hélium, l'hélium produit serait d'abord occlus dans le verre, et au bout de quelque temps ce gaz se dégageant viendrait augmenter le volume de l'émanation et des autres gaz présents. Si l'on suppose que le volume de l'émanation était au début de 0,059 mm^3 (minimum), le volume d'hélium prévu serait 5 fois plus grand et le volume final observé au bout de 11 jours (0,125 mm^3) était probablement principalement occupé par de l'hélium.

III. — L'émanation avait été soigneusement purifiée par un contact de 5 heures avec la potasse caustique. La quantité d'émanation présente correspondait à 150 milligrammes de radium; le volume initial était de 0,097 mm^3 (0,80 mm^3 par gramme de radium). Aucune variation certaine de volume ne s'était produite au bout de 15 minutes. L'émanation a été alors recondensée dans le tube en U et repurifiée. Son volume avait peu varié. Au spectroscope, on trouva un spectre nouveau, celui de l'émanation avec quelques bandes du spectre de CO^2. Des déterminations de longueurs d'ondes ont été faites, mais avant qu'elles soient terminées, la plupart des raies de l'émanation ont brusquement diminué d'intensité, le spectre de CO^2 prenant plus d'importance. Le volume était considérablement réduit, et la phosphorescence de l'émanation était adhérente aux parois; cette adhérence a subsisté pendant deux jours et il a fallu chauffer fortement le tube pour lui faire reprendre l'état gazeux. Il semble qu'il y ait eu occlusion sous l'influence de la décharge.

IV. — Après une première purification, le gaz était laissé 5 heures en contact avec la potasse. Initialement, le volume était de 0,126 mm^3 et est resté à peu près constant pendant 20 minutes. Il a alors diminué lentement, atteignant un volume de 0,076 mm^3 au bout de 17 heures. Le volume initial donnait 0,97 mm^3 par gramme de radium, et le volume minimum donnait 0,66 cm^3.

V. — L'émanation de l'expérience IV, de nouveau condensée et maintenue en contact avec la potasse pendant 24 heures, avait un volume de 0,085 mm^3. Au bout de 4 heures, le volume était tombé à 0,046 mm^3. Ces volumes donnaient respectivement 1,05 et 0,58 mm^3 d'émanation par gramme de radium. Le spectre était celui de l'émanation avec celui de CO^2 comme précédemment. Aucune raie

de l'hydrogène n'a été observée dans toutes les expériences. Comme précédemment, le spectre de l'émanation a fini par disparaître et le spectre du carbone a pris plus d'intensité; il est probablement dû à des traces de matières organiques sur la surface du mercure; ce spectre ne diminuait pas d'intensité quand tous les gaz avaient été extraits de l'appareil; les bandes n'apparaissent d'ailleurs pas dans un tube à électrodes de platine.

Résumé des résultats. — Les résultats sont réunis dans le tableau ci-dessous. L'émanation n'était pas absorbée d'une

Expérience	Volume total d'émanation par gramme de radium	Volume total d'émanation par gramme de radium
II	1,52 mm³	0,59 mm³
III	0,80 »	
IV	0,97 »	0,60
V	1,05	0,58

manière appréciable par les parois tant que la décharge ne passait pas. En prenant le volume déduit du volume final pour volume de l'émanation, le résultat est en bon accord avec le volume déduit de la théorie : 0,57 mm³. Il est encore difficile d'interpréter la contraction initiale; des expériences nombreuses faites sous des conditions variées sont nécessaires.

Remarques sur la condensation de l'émanation. — Quand l'émanation est pure, elle se condense très rapidement. Si l'on approche lentement l'air liquide du tube en U, la condensation se produit dans quelques cas dans une très petite portion du tube, probablement à l'endroit où le tube est le plus mince. On observe une petite tache phosphorescente brillante ayant l'aspect d'un globule plat de moins d'un demi-millimètre carré de surface. Au bout de quelques minutes, l'émanation se diffuse et la tache s'élargit. Ramsay a déjà observé qu'à la température de l'air liquide on peut enlever, en faisant le vide, une partie de l'émanation. Cet effet est plus frappant si l'on emploie un bain de pentane à une température inférieure de 10 à 20° à la température de condensation. Chaque coup de pompe enlève une fraction non négligeable de l'émanation.

Quand l'émanation est condensée sur une très petite surface du tube en U, ce tube étant plongé complètement dans l'air liquide, au bout de 10 minutes la luminosité s'est répandue dans tout le tube, et une partie de l'émanation est condensée au-dessus du niveau de l'air liquide. Ceci montre que l'émanation a une tension de vapeur qui n'est pas négligeable, même bien au-dessous de sa température de condensation.

M. Moulin.

La quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère. — John Satterly (*Phil. Mag.*, **16**-584-615-1908). — L'auteur emploie, pour recueillir l'émanation, deux méthodes différentes : 1° l'absorption par le charbon, 2° la condensation de l'émanation par l'air liquide.

1° *Charbon.* — Le charbon de noix de coco est placé dans un tube de porcelaine. On y fait passer un courant d'air séché sur $CaCl^2$ pendant plusieurs heures. On chauffe ensuite le tube et on y fait passer un courant d'air purifié sur du charbon. On recueille les gaz dans un aspirateur et on mesure ensuite leur activité à l'aide d'un électromètre. Pour l'étalonnage on utilise une solution connue de bromure de radium. Le courant d'air qui traverse cette solution pour enlever l'émanation produite contient déjà de l'émanation. Pour éliminer l'influence des variations de l'émanation de l'air, on opère de la manière suivante : On dispose en parallèle deux tubes à charbon dont l'un est traversé par l'air et l'autre par l'air qui a traversé la solution du sel de radium. Connaissant les vitesses du courant d'air dans les deux branches, il est facile de calculer le rapport de l'émanation contenue dans un volume connu d'air à l'émanation produite par une solution connue dans un temps connu.

Des corrections sont nécessaires pour tenir compte de la décroissance de l'activité de l'émanation depuis l'époque de son absorption et de l'accumulation d'émanation qui se produit dans le charbon quand on abandonne les tubes à eux mêmes.

Les résultats sont extrêmement variables. En moyenne, on trouve que la quantité de radium qui serait nécessaire pour maintenir la quantité d'émanation présente dans l'air est, par mètre cube, de 88.10^{-12} grammes.

2° *Condensation.* — On fait passer le courant d'air desséché au préalable dans un faisceau de tubes fins plongés dans l'air liquide. On laisse ensuite ces tubes se réchauffer pour envoyer le gaz dans l'appareil de mesure. Trois séries d'expériences ont donné pour la quantité de radium nécessaire pour fournir l'émanation présente par mètre cube respectivement

$$140 \quad 10^{-12} \text{ grammes}$$
$$90 \quad 10^{-12}$$
$$\text{et } 130 \quad 10^{-12}$$

Une expérience de comparaison directe des deux méthodes montre que le charbon retient environ moitié moins d'émanation que le condenseur, pour l'émanation de l'air comme pour l'émanation extraite de la solution.

La moyenne des résultats obtenus est d'environ 100×10^{-12} grammes. On ne peut établir aucune relation certaine entre les variations de cette quantité et les changements de temps ou les indications de baromètre. Cependant, il semble qu'une baisse du baromètre est accompagnée d'un accroissement de la quantité d'émanation.

La quantité d'émanation de radium trouvée est plus grande que celle qui a été indiquée par Eve. Ces expériences ont été faites à Cambridge et on sait que l'eau de Cambridge contient une quantité relativement grande d'émanation. A cette quantité d'émanation contenue dans l'air correspondrait une production de 3 ions par cm³ et par seconde. Comme la production spontanée d'ions dans l'air est à peu près 10 fois plus grande, il s'ensuit que cette production n'est due que pour une faible part à l'émanation du radium et à ses produits.

M. Moulin.

Sur la quantité d'émanation de radium présente dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre. — A. S. Eve (*Phil. Mag.*, **16**-622-632-1908). — L'auteur recueille l'émanation contenue dans l'air en l'absorbant par du charbon de noix de coco, suivant une méthode décrite dans un précédent mémoire. Il compare l'activité des gaz extraits à celle des gaz que l'on obtient en opérant de la même manière sur de l'air qui a traversé une solution connue d'un sel de radium, dont on avait chassé l'émanation par un courant d'air au début de l'expérience.

L'auteur revient sur ses anciens calculs. Quand on fait passer l'air sur le charbon, la quantité d'émanation absorbée pour cent dépend de la vitesse du courant d'air. Dans le cas où l'air traverse une solution d'un sel de radium, la quantité d'émanation qui passe sur le charbon dans un temps donné est indépendante de la vitesse du courant d'air.

[illegible] de l'émanation à l'activité pendant la [illegible] I de l'expérience, on trouve que la quantité [illegible] E qui est en équilibre avec l'émanation contenue dans l'air traversé par un tube est donnée par la relation :

$$E = E \frac{V}{V - T}$$

E [illegible] la quantité de radium contenue dans la solution [illegible] V et V, les courants obtenus à l'électroscope respectivement pour les gaz extraits dans le cas de l'air et dans le cas où l'air a traversé la solution ; V, le volume d'air qui a passé sur le charbon pendant le temps T.

Les expériences faites à Montréal dans les bâtiments de chimie de la McGill University donnent comme moyenne générale $R = 59,7\ 10^{-12}$ grammes de radium. La quantité d'émanation recueillie est très faible ; le courant que l'on obtient est 3 ou 4 fois plus grand que le courant que l'on obtient avec les gaz extraits du charbon après avoir abandonné les tubes à eux-mêmes sans courant d'air pendant un temps égal à la durée des expériences.

La quantité d'émanation présente dans l'air est soumise à des variations assez grandes, suivant les conditions météorologiques. La température semble n'avoir pas d'influence. Cette quantité diminue si le sol est recouvert de neige ; elle augmente quand le baromètre baisse, mais on ne peut établir de relation certaine que dans le cas de grandes variations barométriques, probablement à cause de la vie relativement longue de l'émanation et aussi par suite de la durée assez longue des expériences, 2 à 3 jours.

En général, un vent cyclonique, accompagné d'une pluie dense ou une fonte rapide de la neige donnent les plus grandes valeurs obtenues ; au contraire, un anticyclone avec temps sec et, en hiver, de très basses températures, donne des valeurs minima, comme le montrent les valeurs suivantes :

Cyclones	9 décembre 1907.	108 [illegible]
	27 [illegible]	198 [illegible]
	25 janvier 1908. .	102
	27 avril 1908. . . .	95
Anticyclones	20 décembre 1907. .	51 [illegible]
	20 janvier 1908. .	25
	30 [illegible]	15
	10 mars 1908. . . .	19

Dans le cas d'un cyclone, l'air se meut en longues spirales vers le centre de dépression où l'air s'élève. L'air se charge ainsi d'émanation au voisinage du sol. Au contraire, avec un anticyclone, l'air descendant diminuée où la quantité d'émanation qui existait dans l'air a décru. Dans le premier cas, la dépression favorise la sortie des gaz du sol ; la pluie qui accompagne le cyclone et l'élévation de température qui, en hiver, fait fondre la neige, favorisent la sortie de l'émanation qui se dégage plus facilement des sels de radium humides [illegible] que les sels secs. M. Moulin.

Recherche sur les constituants denses de l'atmosphère. — B. Moore (*Proc. Roy. Soc.*, 81, 195-201, 1908). — L'auteur a recherché au moyen des résidus de fabrication de l'oxygène et de l'azote par les procédés Claude et Helbronner. Ces résidus provenant du traitement de 19 tonnes d'air ont été fractionnés. Aucun élément nouveau n'a été [illegible]. M. Moulin.

La relation entre l'uranium et le radium. — Frederick Soddy (*Phil. Mag.*, 16, 652-658, 1908). — [illegible] du radium. Les résultats obtenus sur les sels purifiés montrent que s'il n'existe qu'une seule substance intermédiaire, sa vie n'est pas inférieure à 16 500 ans. S'il existe deux substances intermédiaires, le produit de leurs vies doit être d'au moins 10 000 ans. M. Moulin.

Essais pour déceler la production d'hélium par les éléments radioactifs primaires. — Frederick Soddy (*Phil. Mag.*, 16, 545-550, 1908). — Les expériences pour déceler la production d'hélium par l'uranium et le thorium sont plus difficiles à réaliser qu'on ne l'avait cru au début. L'auteur indique longuement comment il a pu surmonter les difficultés. M. Moulin.

Sur la radioactivité du potassium et des autres métaux alcalins. — J. C. Mc Lennan et W. T. Kennedy (*Phil. Mag.*, 16, 577-595, 1908). — Le rayonnement des sels a été étudié à l'aide d'une chambre d'ionisation de 40 centimètres de long, 26 centimètres de large et 28 centimètres de profondeur, le courant étant mesuré à l'aide d'un électromètre sensible. Les auteurs ont vérifié que le courant est proportionnel à la surface de la couche de sel, l'effet maximum étant obtenu pour une couche de 2 à 3 millimètres d'épaisseur.

De grandes variations d'activité ont été trouvées pour différents sels de potassium et pour des sels de potassium de même composition provenant de sources différentes et vendus comme chimiquement purs. En particulier, différents échantillons du cyanure de potassium avaient des teneurs en potassium très variables, mais leur activité était à peu près proportionnelle à leur teneur réelle en potassium.

Les rayons émis par les sels de potassium sont hétérogènes et possèdent un pouvoir pénétrant considérable ; ils présentent des caractères analogues à ceux des rayons β de l'uranium X ; toutefois, leur pouvoir pénétrant est un peu plus faible.

Des expériences spéciales ont été faites pour vérifier que l'activité des sels de potassium n'est pas due à une radiation secondaire excitée par des rayons pénétrants provenant de sources extérieures. Il a été impossible d'attribuer cette activité à l'existence d'une faible trace de l'un des éléments radioactifs connus.

De tous les éléments alcalins, le potassium seul présente une activité marquée. Le sodium et ses sels sont inactifs et bien qu'un échantillon d'alun de rubidium ait présenté une faible activité et un échantillon de chlorure de cæsium, une activité juste mesurable, les expériences sont insuffisantes pour pouvoir affirmer que l'activité de ces sels est due à une activité propre de ces métaux.

M. Moulin.

Électronique

Sur l'émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents. — R. W. Wood (*Phil. Mag.*, 16, 184-189, 1908). — L'appareil employé est représenté figure 1, c'est un tube d'acier qui porte une branche latérale et à la partie inférieure, devant cette branche latérale, un petit renflement dans lequel on place le métal (sodium ou potassium). On fait le vide et on chauffe le métal, comme dans les expériences antérieures. La lumière d'un arc, polarisée à travers un nicol, est concentrée à l'aide d'une lentille au centre du gros tube devant le tube latéral d'observation. On décele et mesure la polarisation avec une lame de Savart et une paire de lames de verre servant de compensateur.

La polarisation de la lumière de fluorescence a d'abord été mise en évidence dans le cas du potassium, puis du sodium et de l'iode.

La polarisation est d'autant plus forte que la température du tube est plus basse, c'est-à-dire que la vapeur est moins

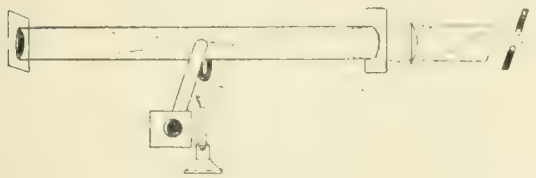


Fig. 1.

dense. Quand le vecteur électrique de la lumière incidente est vertical, la polarisation est d'environ 20 pour 100 à température élevée et de 50 pour 100 à basse température.

Quand le vecteur électrique de la lumière incidente est horizontal, on ne trouve aucune trace de polarisation.

La polarisation est la même dans tout le spectre de fluorescence.

La théorie élémentaire indique que la polarisation doit être totale. Il doit exister une cause de dépolarisation qui croît d'ailleurs avec la densité de la vapeur. Cette cause n'est pas liée au nombre de chocs des molécules entre elles, car en introduisant un gaz tel que de l'azote, qui augmente le nombre de chocs, la polarisation ne diminue pas.

En supposant que l'électron dans l'atome, au lieu d'entrer en vibration dans le sens du champ électrique, vibre suivant une direction déterminée par des liaisons intérieures, on trouve que la polarisation serait encore de 50 pour 100 au lieu de 50 pour 100.

On pourrait aussi admettre l'influence d'une rotation des molécules, mais cette hypothèse n'est pas en accord avec le fait que la vapeur de sodium se comporte comme monoatomique.

Il reste l'hypothèse d'une fluorescence excitée par la lumière provenant de la fluorescence elle-même. Bien que cette fluorescence soit faible, les longueurs d'onde qu'elle comprend sont juste celles qui doivent avoir le maximum d'effet.

Cette polarisation de la lumière de fluorescence pourrait expliquer la polarisation radiale de la couronne solaire considérée comme un mélange de vapeurs métalliques rendues fluorescentes par la radiation solaire.

M. Moutin.

Recherches sur la fluorescence de la vapeur de sodium. — Hans Zickendraht (*Phys. Zeitsch.*, 15 sept. 1908, 595 Ex.). — Comme on l'a déjà indiqué dans une communication préliminaire, il est possible de définir, tant au point de vue thermique qu'au point de vue électrique, le moment où apparaît ou disparaît la fluorescence de la vapeur de sodium. On a d'abord essayé de déterminer la région de température où a lieu l'apparition de la fluorescence de la vapeur de sodium. A cet effet, on concentrait la lumière de l'arc au moyen d'une lentille de façon à produire une tache lumineuse à l'intérieur de la « cornue » de l'appareil de Wood. Au moment où la fluorescence apparaissait on lisait la température au moyen d'un couple platine-platine rhodié. On a constaté d'abord que la température d'apparition dépendait d'une façon singulière de la pression du gaz mélangé à la vapeur de sodium. Si la pression était maintenue longtemps très basse (au-dessous de 0°,1), la fluorescence apparaissait beaucoup plus tardivement, c'est-à-dire à température beaucoup plus haute que lorsqu'il régnait dans le tube une pression plus élevée. Les lectures étaient un peu variables en partie parce que l'apparition de la fluorescence dépend de nombreux facteurs eux-mêmes variables (éclat de la lumière excitatrice, sensibilité de l'œil, etc.). Cette influence apparente de la pression tient à ce que le couple thermo-électrique donne dans le vide des indications trop faibles. De là vient que dans le vide avancé la fluorescence semble se produire à température plus élevée. Voici quelques nombres :

Pression	Température
0,1 jusqu'à 0,1^{mm}	305° (moyenne de 13 observations)
Inférieure à 1^{mm}	300° (moyenne de 10 observations)
4^{mm}	297°
6,5^{mm}	287°
6,7^{mm}	289°
7^{mm}	296°

Si l'on tient compte des différentes causes d'erreur on trouve que la fluorescence apparaît et disparaît à une température de 280° à 290°.

En traçant des courbes de potentiel explosif en fonction de la température, on trouve que les courbes présentent un minimum au voisinage de la température d'apparition de la fluorescence (280°). Le minimum se retrouve à peu près le même quand la distance des électrodes varie de 10 à 50^{mm}.

Il était important de rechercher si, lorsqu'un gaz détermine, diminue ou retarde la fluorescence, les courbes de potentiel explosif continuent à présenter un minimum et si ce minimum se trouve déplacé vers les hautes températures.

Les expériences ont porté sur trois gaz : l'hydrogène, l'acide carbonique et l'azote. Dans aucun des trois cas on n'a pu produire de disparition durable de la fluorescence. Wood a pu supprimer la fluorescence d'une manière durable au moyen de l'hydrogène à la pression atmosphérique, mais il n'indique pas le degré de pureté du gaz qu'il employait. Ici on a employé une bouteille d'hydrogène comprimé du commerce qu'on a débarrassé aussi bien que possible des traces d'oxygène. Vers 370° le sodium commence à dissoudre l'hydrogène en grandes quantités. Avec le gaz carbonique il se forme de l'oxalate de sodium, avec l'azote on voit le sodium se recouvrir d'une pellicule bleuâtre. Les courbes de potentiel explosif continuent à présenter des minimums, celui du gaz carbonique coïncidant assez bien avec la température nouvelle où apparaît la fluorescence (540°).

Léon Bloch.

Observations de K. Honda sur la polarisation rotatoire naturelle et magnétique dans les cristaux. — W. Voigt (*Phys. Zeitsch.*, 15 septembre 1908, 585-A). — Aussi longtemps que le pouvoir rotatoire n'a été connu que dans les cristaux uniaxes, on a pensé qu'il ne dépendait, comme pour les corps isotropes, que d'un seul paramètre, d'ailleurs variable avec la longueur d'onde. Depuis la découverte de Pocklington, complétée par Dufet, on sait que des cristaux biaxes, comme le sucre de canne, possèdent le pouvoir rotatoire suivant les axes optiques, et ce pouvoir est différent pour les deux axes. La polarisation rotatoire dans les biaxes dépend donc de deux paramètres. D'ailleurs Voigt a déjà constaté qu'il en était de même pour les uniaxes en mettant en évidence l'effet très petit du pouvoir rotatoire dans le sens normal à l'axe.

Dès lors la question se posait naturellement de rechercher dans les cristaux biaxes le pouvoir rotatoire magné-

[illegible] dépendant, comme le pouvoir rotatoire [illegible], de deux paramètres. Au point de vue expérimental il n'était nécessairement se borner à l'étude des [illegible] aux axes, car si l'on s'écarte des axes [illegible], même faible, masque entièrement l'effet hypothétique que l'on recherche. Théoriquement on ne pouvait s'adresser qu'aux cristaux monocliniques de première espèce, ceux où les axes optiques sont dans le plan de symétrie cristalline, les autres, ceux où les axes sont dans un plan perpendiculaire au plan de symétrie, ne pouvant pas, à cause de la symétrie cristalline, présenter des propriétés optiques différentes suivant les deux axes. C'est ce qui résulte avec précision des équations de la théorie électronique dans le cas des cristaux. Ces équations, établies en détail par M. Voigt, montrent que le pouvoir rotatoire suivant l'un des axes optiques dépend non seulement de la composante du champ magnétique parallèle à cet axe, mais aussi de la composante perpendiculaire. Ajoutons que M. Voigt suppose ces composantes proportionnelles à celles du champ magnétisant extérieur. C'est là une hypothèse simplificatrice qui équivaut à négliger les variations de perméabilité magnétique avec l'orientation, et que M. Voigt accepte en première approximation bien qu'elle ne semble pas absolument conciliable avec certains résultats récents de Kamerlingh Onnes et J. Becquerel.

Les mesures de pouvoir rotatoire ont été effectuées à l'aide d'un appareil à pénombre en amenant autant que possible la ligne de séparation des deux plages sur la trace de l'axe optique du cristal. La précision des mesures était de quelques minutes pour les cristaux réguliers de chlorate de soude (droit et gauche), elle diminuait beaucoup avec les cristaux à biréfringence notable (acide tartrique droit). Pour le sucre de canne on a trouvé suivant les deux axes des pouvoirs rotatoires égaux respectivement [illegible] et [illegible] 55° 26'.

Les mesures du pouvoir rotatoire magnétique ont été effectuées dans les champs de 5000 et 10 000 unités environ. Elles ont porté sur le chlorate de soude et sur les uniaxes suivants : dolomie, apatite, apophyllite. Pour le sucre de canne on a trouvé suivant les deux axes des nombres différents, l'écart étant de même signe pour les quatre longueurs d'onde employées. M. Voigt estime que malgré l'importance des erreurs expérimentales on peut conclure avec grande probabilité à l'existence d'un pouvoir rotatoire magnétique différent suivant les axes.

Léon Brillouin

Radiations

Sur la longueur d'onde des rayons restants du gypse. — **John Koch** (*Ann. der Phys.*, **26**-974-1908). — La longueur d'onde des rayons restants du gypse a été déterminée par Aschkinass, qui trouve [illegible] 8,69 μ.

L'auteur reprend cette détermination au moyen d'une nouvelle méthode. [illegible] rayons restants obtenus par [illegible] Aschkinass sur trois surfaces [illegible] au spectrol à miroir de Lummer. [illegible] dans le trajet des rayons, sur le trajet de l'autre deux lames identiques [illegible] perpendiculaires aux rayons, sur le trajet de l'autre deux lames identiques [illegible] vertical. Des rayons sont concentrés à la sortie de l'appareil [illegible] dence du 2e faisceau sur les lames de sel gemme varie de i_1 à i_2, il passe sur les soudures un certain nombre de franges d'interférence qu'on peut compter. Les angles i_1 et i_2 sont mesurés directement. On répète la même expérience avec la lumière jaune du sodium. Cette deuxième mesure permet d'éliminer du calcul de la longueur d'onde l'épaisseur des lames. Enfin, les indices du sel gemme sont empruntés aux tables de Paschen.

L'expérience, susceptible d'une grande précision, donne $\lambda = 8679$. Les franges d'interférence ne sont pas toutes également intenses, leur « visibilité » est fonction périodique de la différence de marche. La mesure de cette période permet de déterminer la *demi-largeur* de la bande de réflexion métallique du gypse. On trouve 0,25 μ.

E. Bauer.

Sur les spectres discontinus de luminescence cathodique de certains composés aromatiques. — **Otto Fischer** (*Zeitschr. f. Wiss. Phot.*, **6**-305-1908). — Ce travail est fait sous la direction de Kayser à Bonn. En 1904, Goldstein étudia les spectres de bandes qu'émettent certaines substances aromatiques soliditiées dans l'air liquide, lorsqu'elles sont frappées par des rayons cathodiques[1]. M. Fischer reprend les expériences de Goldstein avec un spectrographe de précision. Ses mesures de longueurs d'onde sont exactes, à 3 angstrom près, pour les bandes les plus nettes. La principale difficulté des expériences est due au fait que bien des substances organiques se décomposent sous l'action des rayons cathodiques.

Résultats : 1° Seuls les spectres des xylols et du naphthalène semblent avoir une constitution régulière en séries.

2° Trois bandes de phosphorescence se présentent identiquement dans les spectres d'un grand nombre de corps : dérivés de la naphtaline, du diphényle, du phénanthrène. Ces bandes sont situées au voisinage de $\lambda = 0,410$, $\lambda = 0,450$, $\lambda = 0,460$. On les retrouve légèrement déplacées vers le rouge dans le spectre de l'anthracène et de ses dérivés. D'après l'auteur, elles ne peuvent être attribuées à une impureté; elles doivent être dues à un « constituant moléculaire » commun à toutes les substances qui les émettent.

3° M. Fischer n'a pu trouver de relations générales entre la phosphorescence cathodique et la constitution; cependant les modifications β donnent en général des longueurs d'ondes plus grandes que les composés α (isomères Goldstein).

4° Les spectres de fluorescence qu'émettent les mêmes corps à l'état gazeux ou dissous (Stark et Sutney Elston) ne présentent rien de commun avec ceux qui sont étudiés ici.

E. Bauer.

Sur l'action photographique des métaux et du peroxyde d'hydrogène (*Metallstrahlung*). — **Sem Sealand** (Laboratoire de Lenard, Heidelberg.) (*Ann. der Phys.*, **26**-899-1908). — Certains métaux, comme le magnésium, l'aluminium, le zinc, etc., agissent dans l'obscurité sur la plaque photographique. Russel[2], qui a étudié cette action avec soin, pense qu'elle est due à des vapeurs d'eau oxygénée, qui se forment pendant l'oxydation superficielle du métal. D'autres physiciens, en particulier Gaede[3], attribuent à un rayonnement spécial (Metallstrahlung). L'auteur apporte à l'opinion de Russel de preuves nouvelles et qui semblent concluantes.

1. Goldstein, [illegible] *Deutsch. Phys. Ges.*, p. 146-1904.
2. Russel, *Proc. Roy. Soc.*, **61**-424-1897; **63**-102-1898; **64**-409-1899.
3. Gaede, *Ann. der Phys.*, **9**-1100-1902. [illegible] 5-688-1905.

A. *Action des métaux à l'air.* — Russel avait déjà observé que l'ordre d'activité des métaux placés à l'air est la même que celui de la série des tensions voltaïques. L'action sur la plaque n'a lieu que pour des surfaces fraîchement découpées à l'émeri ; elle disparaît à l'air, d'autant plus vite qu'elle a été plus intense : en 48 heures pour Mg, en plusieurs mois pour Fe ; on peut au contraire conserver indéfiniment l'activité en maintenant les métaux dans le vide après le découpage ; certains amalgames (Zn, Al) sont bien plus actifs que les métaux purs.

Un éclairement ou un échauffement préalables, pas plus qu'un champ électrique ne modifient les phénomènes. Lorsqu'on développe les plaques aussitôt après l'exposition, elles noircissent bien moins que si on les laisse reposer ou si on les échauffe auparavant. Ceci semble bien prouver que le phénomène est dû à une substance chimique qui est absorbée par la gélatine et agit encore lorsqu'on a éloigné le métal.

B. *Dans le vide et dans l'hydrogène sec.* — L'action ne se produit pas ; dans l'air bien desséché, elle est d'autant plus faible que la vapeur d'eau a été mieux éliminée ; de même elle semble disparaître dans la vapeur d'eau privée d'air. En somme le phénomène n'a lieu que si toutes les conditions nécessaires à la production d'eau oxygénée sont réunies. D'ailleurs les plaques sont impressionnées directement par les vapeurs H^2O^2.

C. Le rayonnement ne se propage pas en ligne droite, mais se diffuse comme un gaz.

D. Il est arrêté si on le fait passer à travers un double diaphragme percé dans des lames de cuivre, ou à travers de la tournure de cuivre, du papier recouvert de MnO^2 ou du noir de platine : on sait que toutes ces substances détruisent H^2O^2. Au contraire il passe à travers de la tournure d'étain ou d'aluminium, qui sont à peu près sans action sur l'eau oxygénée.

E. Il ne traverse des feuilles d'aluminium (comme l'avait prétendu Graetz) que si celles-ci sont percées.

F. Si l'on place entre la plaque photographique et la lame métallique une petite boîte, percée sur les faces supérieure et inférieure, de trous à travers lesquels peut passer le « rayonnement », et sur les faces latérales de deux autres trous par lesquels on peut souffler un courant d'air violent perpendiculaire au trajet des rayons, toute action photographique est arrêtée par le courant d'air.

E. Bauer.

Ionisation

L'énergie cinétique des électrons négatfs émis par les corps chauds. — O.-W. Richardson et **F.-C. Brown** (*Phil. Mag.*, **16**-555-576 (1908)). — Les auteurs se sont proposé de déterminer l'énergie cinétique que possèdent, dans la direction normale à la surface qui les émet, les électrons émis par les corps chauds. Une petite lame de platine H est disposée dans une ouverture pratiquée au centre d'un disque, de manière que la portion de la lame qui émet les électrons soit dans le plan de ce disque. Parallèlement et à 2 millimètres de distance, se trouve un deuxième disque U, relié à un électromètre et muni d'un anneau de garde G. La lame de platine est chauffée à l'aide du courant fourni par une batterie d'accumulateurs ; on connaît sa température en mesurant sa résistance à l'aide du pont de Wheatstone. L'ensemble est shunté par une résistance r, dont un point convenablement choisi est mis au sol, de telle manière que le potentiel de la partie centrale de la lame de platine soit nul. L'ensemble de deux disques est placé dans le vide.

Sous l'influence des électrons émis par la lame chaude,

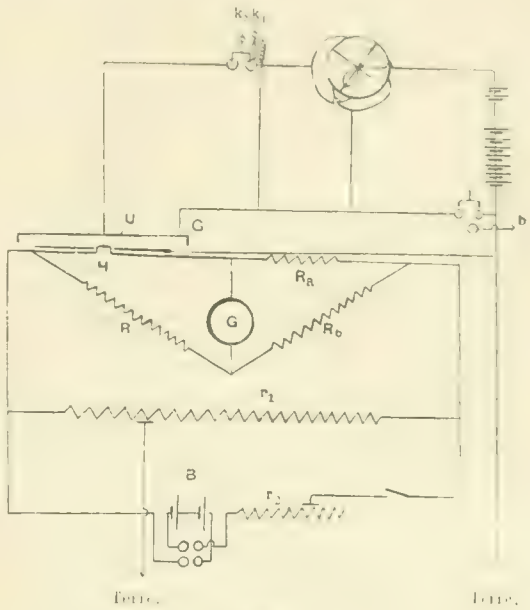


Fig. 1.

le disque supérieur se charge négativement, une différence de potentiel prend naissance qui fait retomber sur la plaque les électrons dont l'énergie cinétique est insuffisante. En étudiant la manière dont varie le courant en fonction du

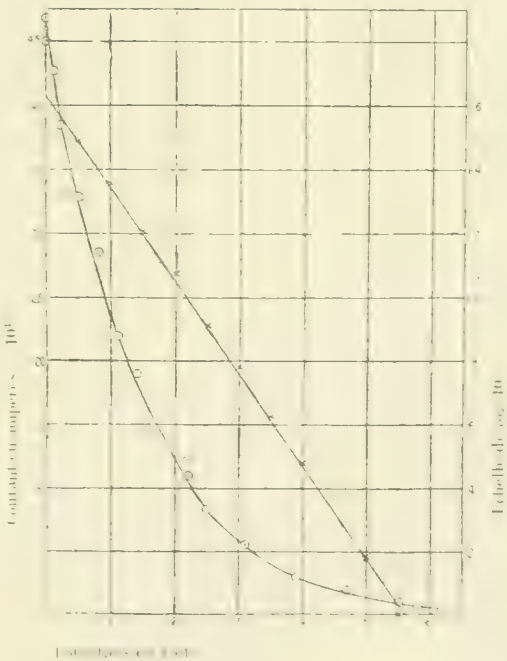


Fig. 2

potentiel, indiqué par l'électromètre, on peut connaître l'énergie cinétique des électrons émis.

Le calcul, dans le cas général, conduit à une relation compliquée. Dans le cas où les électrons ont des vitesses

[illegible] les [illegible] surface réparties suivant la loi de Maxwell, [illegible] l'équation conduit à une relation simple :

$$\log \frac{i}{i_0} = \frac{ec}{RT} V,$$

i étant le courant correspondant à la différence de potentiel V, i_0 le courant initial pour $V = 0$, ec la quantité d'électricité transportée par 1/2 centimètre cube d'H, R la constante des gaz, T la température absolue.

On doit donc obtenir une droite dont le coefficient angulaire permet de calculer la constante R.

Dans le cas du platine chauffé dans l'air, l'expérience donne une droite (fig. 2). La valeur de R à laquelle conduit cette droite est de $4,1.10^5$ C. G. S., en accord suffisant avec la valeur $3,7.10^5$ donnée par la loi des gaz.

Un grand nombre d'expériences ont été faites dans des conditions variées et la loi se vérifie en général. Dans l'hydrogène ou avec le platine recouvert de chaux, la loi de variation du log. du courant est au début linéaire, mais, au bout d'un certain temps, cette loi ne se vérifie plus ; l'émission, d'abord la même que celle que l'on observait dans l'air, augmente, et le phénomène change de caractère. La courbure de la courbe qui relie le courant à la différence de potentiel diminue et aux hautes températures ce courant devient une fonction linéaire du potentiel (au lieu d'une fonction exponentielle). La loi change également si la lame de platine dans l'air est soumise à un champ électrique intense ; mais une forte chauffe ultérieure fait reparaître la loi linéaire.

Les expériences qui ont fourni des résultats concordant avec la théorie donnent des valeurs de R comprises entre $2,9.10^5$ et $4,2.10^5$, la moyenne étant de $3,5.10^5$. L'accord est remarquable avec la valeur théorique $3,7.10^5$, étant donnée la difficulté des expériences. M. Moulin.

La sursaturation et la condensation en brouillard de certaines vapeurs organiques. — T. H. Laby *Proc. Roy. Soc.* 81-219-220, 1908). Résumé d'un mémoire présenté à la Roy. Soc. La sursaturation nécessaire pour produire la condensation spontanée a été déterminée pour 5 éthers, 6 acides (de l'acide formique à l'acide isovalérique) et pour l'alcool iso-amylique, à l'aide d'un appareil de C. T. R. Wilson.

La sursaturation nécessaire est plus grande pour les acides que pour les alcools. Dans ce dernier cas, elle décroît régulièrement à mesure que le nombre CH^2 croît. Quand on augmente la détente, le nombre de gouttes formées augmente, de sorte qu'il est difficile de saisir la détente pour laquelle le brouillard se produit, sauf dans le cas de l'alcool amylique tertiaire.

La sursaturation nécessaire pour obtenir un brouillard est plus faible dans le cas où des ions sont présents dans le gaz. Dans le cas de l'acide acétique, cette sursaturation doit être plus grande dans le cas où l'ionisation est faible que dans le cas où elle est intense.

Avec l'acétate d'éthyle, le butyrate de méthyle, l'acétate de propyle, l'acide acétique et l'alcool isoamylique, la condensation s'effectue sur les ions positifs pour une détente moindre que pour les ions négatifs. L'eau est la seule substance connue pour laquelle l'inverse se produit.

Sauf l'acide acétique, ces substances organiques se chargent négativement quand on y fait barboter de l'air. Le signe de cette charge est en accord avec la théorie du professeur J. J. Thomson sur l'efficacité relative des ions pour produire la condensation. L'acide acétique fait exception. M. Moulin.

REVUE DES LIVRES

La moderna teoria dei fenomeni fisici (Radiattivita, Ioni, Elettroni) (N. Zanichelli, éditeur, Bologne). — **Les théories modernes des phénomènes physiques (Radio-activité, ions, électrons)** (édité par l'*Éclairage Électrique*). — **Die moderne Theorie der physikal. Erscheinungen (Radio-aktivität), Ionen, Elektronen)** (J. A. Barth, éditeur), par **A. Righi** (Bologne).

Il moto dei ioni nelle Scariche Elettriche, par **A. Righi** (N. Zanichelli, éditeur, Bologne).

La Ionizzazione e la Convezione Elettrica nei Gas, par **L. Amaduzzi** (N. Zachinelli, éditeur, Bologne).

Ces ouvrages concernent les découvertes les plus récentes dans les diverses sciences, découvertes pour lesquelles il y a encore quelques doutes mais dont les résultats sont interprétés en général d'une façon correcte, et qui sont encore si récentes qu'elles ne peuvent déjà faire partie d'une science générale.

Le but des auteurs de ces mémoires a été d'expliquer au public ces découvertes, et cela d'une façon suffisamment compréhensible pour servir de préparation à l'étude des mémoires originaux.

La 3e édition du livre du professeur Righi conserve la forme et l'ordre d'exposition du sujet adoptés dans les éditions précédentes. Presque tous les chapitres ont été considérablement augmentés et on y a inséré un nouveau chapitre relatif aux transformations atomiques dans les corps radioactifs.

Une bibliographie complète est présentée à la fin du volume dans une forme telle qu'il n'est pas nécessaire de connaître l'italien pour s'en servir.

Il est regrettable que le livre du Dr Amaduzzi sur l'ionisation soit analysé dans ce journal deux ans après sa publication, car il est nécessaire d'appeler l'attention sur les omissions qui ne sont nullement la faute de l'auteur. Excepté pour les récentes expériences sur l'ionisation produite par les corps radioactifs, les rayons anodiques, les mesures de Townsend des ions positifs produits dans l'air par les rayons de Rontgen et les déterminations de Thomson de $\frac{e}{m}$ pour les rayons canaux, tout ce qui a été fait depuis 1906, le livre du Dr Amaduzzi donne un très complet résumé de ce qui était connu à cette époque des matières qu'il traite.

L'exposition du sujet est claire et présente de nombreux diagrammes et tables de résultats d'expériences. Une grande place est consacrée aux expériences sur la convection électrique par les gaz, la pression atmosphérique, sujet pour lequel les physiciens italiens ont été, il me semble, les pionniers.

Annuaire du Bureau des longitudes pour l'an 1909 (Gauthier-Villars, éditeur, Paris).

Le présent annuaire contient des tableaux détaillés relatifs à la Métrologie, aux Monnaies, à la Géographie et à la Statistique ainsi qu'à la Météorologie et ne contient pas en revanche de données physiques et chimiques qui seront publiées dans l'annuaire de 1910. L'ouvrage contient une intéressante note de M. de Gramont sur *la spectroscopie stellaire*, puis des notices sur différents sujets : *Les étoiles variables*, par G. Bigourdan, *Mouvements et déformations de la croûte terrestre*, par Ch. Lallemand, *Discours prononcés aux funérailles de M. L. Janssen*, par R. Radau et H. Deslandres.

Le Gérant : Pierre Aubry

65.151 — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus

MÉMOIRES RÉCEMMENT PUBLIÉS

RADIOACTIVITÉ

G. A. Blanc. — Quelques problèmes actuels de radioactivité.
L. Bloch. — Sur le parcours des rayons α de l'Uranium.
B. Boltwood. — Sur les derniers produits de décomposition des éléments radioactifs.
A. Brochet. — Sur la radioactivité des eaux de Plombières.
R. Campbell et A. Wood. — La radioactivité des métaux alcalins.
Mme Curie. — Sur le poids atomique du Radium.
Mme Curie. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité induite.
A. Debierne. — Sur le coefficient de diffusion dans l'air de l'émanation de l'Actinium.
Ellen Gleditsch. — Sur le lithium dans les minéraux radioactifs.
T. Godlewski. — Recherches sur les propriétés de l'Actinium.
O. Hahn. — Sur le Radioactinium.
E. Henriot. — Sur la condensation des émanations radioactives.
R. Kleeman. — Sur l'ionisation des différents gaz par les rayons α, β et γ.
L. Kolowrat. — Sur le dégagement de l'émanation par les sels de Radium à diverses températures.
B. Kucera. — Sur le rayonnement du Polonium.
H. Laby. — Ionisation totale de différents gaz par les rayons α de l'Uranium.
M. Levin. — Quelques propriétés de l'Actinium.
W. Makower et S. Russ. — Effets des hautes temperatures sur l'émanation du Radium et de ses produits
W. Ramsay. — Les propriétés chimiques de l'émanation du Radium.
E. Rutherford. — Vitesse et énergie des particules α des substances radioactives.
J.-R. Strutt. — La distribution du Radium dans la croûte terrestre.
B. Szilard. — Étude sur le Radioplomb.
William Ramsay et A. T. Cameron. — Action chimique de l'émanation du radium.

ÉLECTRONIQUE

W. Aston. — Expériences sur la longueur de l'espace obscur en fonction de la densite du courant et de la pression dans différents gaz.
P. Bary. — Sur les effets de la striction électro-magnétique dans les tubes à vide.
H. Becquerel. — Sur quelques propriétes des rayons α emis par le Radium et par les corps activés par l'émanation du Radium.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur l'absorption dans les corps solides.
J. Becquerel. — Influence des variations de température sur la dispersion anomale dans les cristaux.
J. Becquerel. — Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide.
J. Becquerel. — Recherches sur les phenomenes magneto optiques dans les cristaux plusieurs memoires
A. Bestelmeyer. — Rapport de la charge à la masse et vitesse des rayons cathodiques.
P. Dobler. — Sur le rayonnement secondaire des rayons β du Radium.
P. Langevin. — Recherches récentes sur le mécanisme de la décharge disruptive.
M. Moulin. — Sur les rayons secondaires des rayons α.
G. Sagnac. — Etudes experimentales sur la transformation des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent.

SOMMAIRE DU N° D'OCTOBRE 1908

Mémoires originaux

H. Becquerel. — Notice nécrologique, par **L. Matout.**

A. Dufour. — Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique, de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux.

Revue des Travaux

Radioactivité. — Electronique — Radiations — Ionisation. — Technique.

Sommaire analytique des travaux. — Sommaire par noms d'auteurs. — Ouvrages reçus. — Notices.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

13, rue Vignon — PARIS

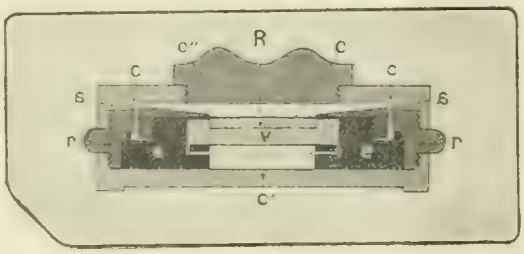
Téléphone 124-03

Le Catalogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

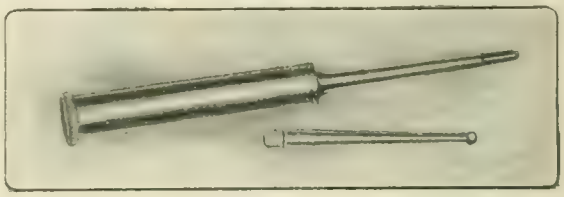
A titre d'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.



APPAREIL TYPE ARMET DE LISLE A ÉCRAN.

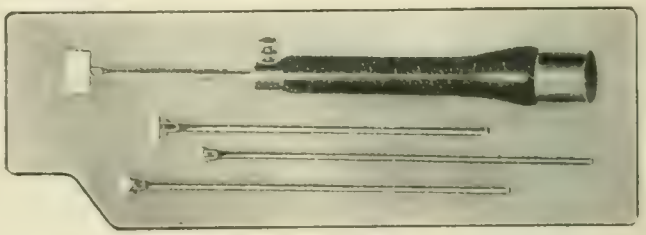
Le sel de Radium est placé en R dans une coupelle en verre V recouverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. Le tout est enfermé dans une forte boîte protectrice en plomb.

Employé pour les usages médicaux et les recherches diverses en physique.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

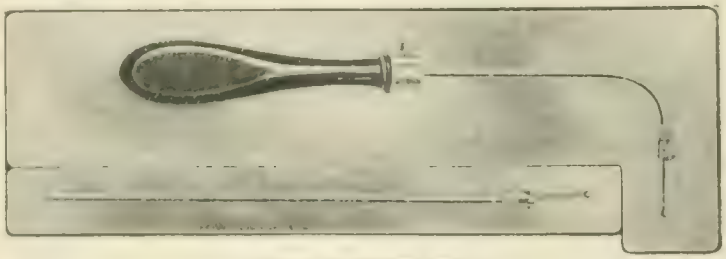
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

Même disposition que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère permet l'introduction dans les cavités et dans les parties difficiles à atteindre.

APPAREIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
ÉLECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
DE LA RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES

LE RADIUM

La Radioactivité. — Les Radiations. — L'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

Prière d'adresser tout ce qui concerne la Rédaction à M. J. DANNE, 91, rue Denfert-Rochereau, à Paris, et tout ce qui concerne l'Administration, les Abonnements, les Annonces, etc., à MM. MASSON et Cie, Libraires-Éditeurs, 120, boulevard Saint-Germain, Paris.

La reproduction, sans indication de source, des articles publiés par **Le Radium** *est interdite. — La reproduction des figures est interdite, à moins d'entente spéciale avec l'éditeur.*

Tome V. N° 12. — Décembre 1908

Notes

A partir du numéro de Janvier 1909, ***Le Radium*** *publiera tous les mois un* **index bibliographique** *aussi complet que possible, comprenant la* ***radioactivité***, ***l'électronique***, *les* ***radiations***, ***l'ionisation*** *et* ***l'atomistique***.

Le numéro de Janvier 1909 renfermera une table des principales **constantes des substances radioactives** *actuellement connues. Ce numéro sera vendu séparément 3 francs; il sera servi aux abonnés sans augmentation de prix.*

Sommaire analytique

Radioactivité

La production de l'hélium par l'uranium (F. Soddy). 361
Préparation de l'oxyde urano-uranique U^3O^8 et étalon de radioactivité (H.-N. McCoy et G. C. Ashman) . . . 362
Le rayonnement de l'uranium X (M. Levin) . . . 366
Nombre et absorption des particules β émises par le radium (W. Makower) . . . 367
Effet calorifique de la pechblende (H.-H. Poole) . . . 367
Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives (H.-W. Schmidt et P. Curie) . . . 367
Les gaz radioactifs (émanations) appartiennent-ils aux séries de l'argon ? (W. Ramsay) . . . 367
Détermination quantitative de l'émanation du radium dans l'atmosphère (Georges Ashman) . . . 368
Observation de la radioactivité de l'atmosphère en ballon libre (Flemming) . . . 368

Électronique

Sur la modification des spectres d'émission et sur la question des électrons positifs (Jean Becquerel) . . . 366
Sur les rayons positifs (W. Wien) . . . 368
Nouvelles observations sur les rayons canaux en relation avec la théorie du rayonnement de Planck (J. Stark) . . 368
Nouvelle détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques (J. Classen) . . . 369
Mesures sur les rayons Becquerel. — Confirmation expérimentale de la théorie de Lorentz (Louise A. H. Becker) . . . 369
Sur le rapport de la charge à la masse des électrons. Comparaison des valeurs déduites de l'étude du phénomène de Zeeman et de mesures récentes sur les rayons cathodiques (A. Corson et P. Weiss) . . . 371
L'influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence (H. du Bois et G. J. Elias) . . . 371
Émission de lumière polarisée par un gaz fluorescent (R.-W. Wood) . . . 372
La fluorescence polarisée de vapeurs métalliques et la couronne solaire (R.-W. Wood) . . . 372
Recherche spectroscopique des champs magnétiques sur le soleil (P. Zeeman) . . . 372
Absorption par une vapeur incandescente dans le champ magnétique sous des décrements azimuts (O.-M. Corbino) . . . 373
Le phénomène de Zeeman et le deuxième principe de la thermodynamique (M. Laue) . . . 373
Sur les rayons cathodiques et les rayons canaux émis par les cathodes creuses (Jakob Kunz) . . . 373
Mesures de potentiel dans l'espace cathodique obscur de tubes à cathodes d'oxyde incandescent (W. Westphal) . 373
Sur la vitesse initiale des électrons dans l'effet photo-électrique (J. Laugenberg et K. Markau) . . . 373
Recherches sur l'effet photo-électrique dans des liquides colorants (A. Goldmann) . . . 374
Propriétés photo-électriques de l'alliage potassium-sodium (Fleming) . . . 374
Déchargé de l'électricité par le charbon incandescent (J. A. Pollock et A. B. B. Randles) . . . 374
Potentiels explosifs minimums (Louis J. Alder) . . . 374
La constitution de l'étincelle électrique (J. Borgis) . . . 375
Sur quelques phénomènes présentés par les gaz qui ont été exposés à l'étincelle ou à l'arc (H. Lyle et Vo Teatelenes) . . . 376
Observations sur la structure de l'arc (W. H. Hale) . . . 376
Sur quelques phénomènes dus aux rencontres entre électrons, atomes et molécules (Augusto Righi) . . . 376
Remarques sur une communication récente de A. Righi (G. Sagnac) . . . 377
Les rayons cathodiques et l'aurore boréale (P. Villard) . . 377
Nature des rayons γ (J.-P.-V. Madsen) . . . 378

Radiations

Action des rayons Lenard sur la décharge (Peter Mann) . . . 378
Sur les rayons de Röntgen et la loi d'absorption de Röntgen (M. Seitz) . . . 378
Relation entre la lumière de très courte longueur d'onde et la décharge dans les tubes à vide (H. Lyman) . . . 379

Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. I. [illegible] 579
[illegible] 580
[illegible] 580
[illegible] Baryum, de l'Yttrium, du Zirconium et de l'Osmium. B. E. Moore 580
[illegible] 581
[illegible] 582
Nouvelles observations sur la fluorescence de substances [illegible] 582
[illegible] 582

Ionisation

Ionisation par le phosphore et phosphorescence [illegible] 555

REVUE DES LIVRES

[illegible] de Physique et de Météorologie. Meyer Pouillet
[illegible] chimique. F.-W. Hinrichsen 585
Magneto und Elektrooptik. Waldemar Voigt 585
La théorie de la lumière (Richard C. Maclaurin) 584
[illegible] cathodiques. P. Villard 584

Sommaire par noms d'auteurs

Almy (John E.) :
Détections explosifs minimums 574
[illegible]
Détermination quantitative de l'émanation du radium dans l'atmosphère 568
[illegible]
Sur les modifications des spectres d'émission et d'absorption sous l'influence d'un champ magnétique et sur la question des électrons positifs 556
[illegible] 580
[illegible]
Ionisation par le phosphore et phosphorescence 555
[illegible]
[illegible] 569
[illegible]
[illegible] 569
[illegible] 575
[illegible]
[illegible] 574
Debierne (A.) et Lefèvre (G.-J.) :
[illegible]
[illegible]
[illegible] 574
Lessing :
Observation de la radioactivité de l'atmosphère en ballon libre 568
Goldmann (A.) :
Recherches sur l'effet photo-électrique dans des liquides colorants 574
Hinrichsen (F.-W.) :
Leçons sur l'atomisme chimique 585
Hulf (W.-B.) :
Observations sur la structure de l'arc 576
Jakob Kunz :
Sur les rayons cathodiques et les rayons canaux émis par les cathodes creuses 575
Ladenburg (R.) et Markau (K.) :
Sur la vitesse initiale des électrons dans l'effet photo-électrique 575
Lafay (M.) :
Le phénomène de Zeeman et le deuxième principe de la thermodynamique 575
Levin (M.) :
Le rayonnement de l'uranium X 566
Lyman (Th.) :
Relation entre la lumière de très courte longueur d'onde et la décharge dans les tubes à vide 579
Madsen (J. P.-V.) :
Nature des rayons [illegible] 578
Maclaurin (Richard-C.) :
La théorie de la lumière 584
Makower (W.) :
Nombre et absorption des particules β émises par le radium 567
Masataka Ogawa :
Note préliminaire sur un nouvel élément présent dans la thorianite 581
Meyer (E.) :
Sur la fluorescence des fluorines bleues 582
Moore (B.-E.) :
Sur la séparation magnétique des lignes du Baryum, de l'Yttrium, du Zirconium et de l'Osmium 580
Meyer Pouillet :
Traité de Physique et de Météorologie 585
Nutting (P. G.) :
Les intensités relatives des spectres de lignes 580
Paschen (P.) :
Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. I. Longueurs d'onde nouvelles jusqu'à 27000 A 579
Pouillet (A.) et Lenfant (A. E. B.) :
Décharge de l'électricité par le charbon incandescent 574
Poole (H.-H.) :
Effet calorifique de la pechblende 567
Ramsay (W.) :
Les gaz radioactifs (émanations) appartiennent-ils aux séries de l'argon ? 567
Raisonnet von Hatzenstein (H.) :
Sur quelques phénomènes présentés par les gaz qui ont été exposés à l'étincelle ou à l'arc 576
Righi (Augusto) :
Sur quelques phénomènes dus aux rencontres entre électrons, atomes et molécules 576
Royds (T.) :
La constitution de l'étincelle électrique 575
Rutherford (E.) :
Scintillations du sulfure de zinc 582
[illegible]
Remarques sur une communication récente de A. Righi 577
Schmidt (H.-W.) et German (P.) :
[illegible] 567
[illegible] (M.) :
[illegible] 578
[illegible]
La production de l'hélium par l'uranium 564
Stark (J.) :
Nouvelles observations sur les rayons canaux en relation [illegible] 568

MÉMOIRES ORIGINAUX

Ionisation par le phosphore et phosphorescence

Par Léon et Eugène BLOCH

[Faculté des Sciences de Paris et École Normale Supérieure.]

Les phénomènes lumineux que présente le phosphore et qui lui ont fait donner son nom sont restés mystérieux jusqu'au jour où différents chimistes, en particulier Fourcroy et Vauquelin[1], montrèrent que la phosphorescence est inséparable de l'oxydation. Dans l'azote, dans l'hydrogène purs, il n'y a pas de phosphorescence, bien qu'il y ait vaporisation du phosphore. L'énergie mise en jeu dans la phosphorescence est donc d'origine chimique; elle est d'ailleurs corrélative d'une faible élévation de température.

D'autres faits, signalés principalement par Joubert[2], ont montré depuis longtemps que cette explication de la phosphorescence avait besoin d'être précisée. Si en effet la phosphorescence est due à la combustion du phosphore, elle doit être plus vive dans l'oxygène que dans l'air. Or dans l'oxygène pur, le phosphore cesse d'être phosphorescent. La phosphorescence ne commence à paraître que lorsque la pression partielle de l'oxygène tombe au-dessous d'une certaine limite, variable avec la température; et la pression à laquelle la phosphorescence atteint son maximum d'éclat est très inférieure à la pression atmosphérique. Ainsi l'excès d'oxygène, comme le défaut d'oxygène, s'oppose à la phosphorescence; et la réaction chimique corrélative de cette phosphorescence ne s'opère qu'entre des limites de pression assez étroitement définies.

L'oxydation du phosphore avec phosphorescence est accompagnée de plusieurs autres phénomènes remarquables. En premier lieu cette oxydation produit, comme on sait, une quantité notable d'ozone; en second lieu le gaz qui a passé sur le phosphore est devenu fortement conducteur de l'électricité. Afin de pouvoir établir des rapports entre des ordres de faits aussi différents, il était nécessaire de faire d'abord une étude approfondie de la conductibilité électrique produite par le phosphore. Cette conductibilité, attribuée par certains à des particules venant se charger au contact d'une électrode pour se décharger sur l'électrode opposée, a été démontrée par l'un de nous être le résultat d'une véritable ionisation[1]. Elle est due à des *gros ions* des deux signes, c'est-à-dire à des ions dont la très faible mobilité (au maximum 1/100e de millimètre), les distingue nettement des *petits ions* produits par les rayons de Rontgen ou le radium (mobilités de l'ordre de 1 cm. à la seconde). Les mesures de Harms[2] ont confirmé ces résultats.

Si la production de gros ions n'avait été constatée que dans le cas du phosphore, on aurait eu affaire à une particularité inexplicable venant s'ajouter à la propriété de phosphorescence. Mais l'un de nous a montré[3] que la formation de gros ions est un cas beaucoup plus général qu'on ne le pensait tout d'abord. Les gaz récemment préparés par voie chimique contiennent presque tous des centres chargés de faible mobilité. Il en est de même des gaz dégagés pendant l'électrolyse (Townsend). Enfin — et c'est là un fait sur lequel nous reviendrons — les gaz de la flamme renferment eux aussi des gros ions[4]. Il est important de rapprocher dès maintenant ce cas de celui du phosphore : dans les deux cas la mobilité des ions n'atteint sa valeur finale, excessivement faible, que si l'on se place à grande distance de la source d'ionisation, c'est-à-dire si on laisse aux agglomérations qui constituent les ions le temps de se former complètement. Lorsqu'on se rapproche de la flamme, les gaz qui en émanent renferment des ions de mobilités relativement grandes, et de même, tout près du phosphore, les ions recueillis sont plus petits qu'à grande distance (les mobilités maxima obtenues par Harms sont de 0mm15).

L'ensemble des expériences sur l'ionisation par le phosphore ramène donc ce phénomène à un cas normal, celui de l'ionisation par voie chimique, et le rapproche tout particulièrement d'un certain ordre de réactions chimiques, celles qui ont pour siège les flammes. Les expériences nouvelles qui vont être

1. Fourcroy et Vauquelin. *Ann. Ch.*, 31 1797-189.
2. J. Joubert. Sur la phosphorescence du phosphore. *Ann. École Normale Sup.*, 1874 209.

1. E. Bloch. Sur la conductibilité de l'air produite par le phosphore. *Ann. Ch. Ph.*, janvier 1905.
2. Harms. *Phys. Zeitschr.*, 1905.
3. E. Bloch. *Loc. cit.*
4. E. Bloch. *Le Radium*. 2-1905-215.

[illegible] nous paraissent non seulement devoir rendre plus étroit encore ce rapprochement, mais expliquer le lien qui, comme nous l'avons vu, existe entre l'ionisation, la phosphorescence et la production d'ozone.

Lorsqu'on fait passer sur des fragments de phosphore un courant d'air de faible vitesse (quelques cc. à la seconde), l'éclat de la phosphorescence n'est pas sensiblement modifié. Mais si on augmente progressivement la vitesse du courant gazeux, on constate une modification notable de la phosphorescence du phosphore. Cette phosphorescence, d'abord limitée au phosphore, s'allonge dans le sens du courant gazeux, et, pour une vitesse convenable, *elle finit par se séparer du phosphore*, laissant entre elle et lui un intervalle parfaitement obscur. Généralement le phosphore lui-même garde alors une phosphorescence faible, qu'on peut faire disparaître à son tour, en augmentant encore le débit. On n'observe plus alors dans le tube qu'une colonne phosphorescente isolée, qui se déplace, sans grande diminution d'éclat, en suivant les variations du débit. Avec un tube suffisamment long, il est possible de régler le débit de façon à maintenir la phosphorescence à une distance de plusieurs mètres du phosphore. Il est aussi possible de l'amener à l'orifice de sortie du tube, où elle se manifeste par la production d'un jet luminescent dans l'atmosphère. En forçant encore le débit, ce jet même devient invisible, le tube restant obscur sur toute sa longueur.

Il était intéressant de rechercher si, parallèlement à ce déplacement de la région de phosphorescence, on peut saisir un déplacement : 1° de la région où se produit l'ionisation; 2° de la région où se produit l'ozone.

Un petit condensateur cylindrique, muni d'un tube de garde, long de 10 centimètres, et d'un diamètre égal à $9^{mm},5$, peut s'intercaler en différents points du tube de verre au moyen de joints de caoutchouc. Ce condensateur est relié à l'électromètre, et chargé à un potentiel de 95 volts. Les mesures peuvent se faire de deux manières : ou bien on laisse le condensateur dans une position invariable, et on fait varier le débit de façon à déplacer la phosphorescence[1]. Ou bien on règle le débit une fois pour toutes, de façon que la phosphorescence soit dans la partie moyenne du tube, et on raccorde le condensateur soit avant, soit après la phosphorescence. Dans tous les cas, on constate à l'électromètre des charges considérables des deux signes[2] quand le condensateur est placé dans la phosphorescence ou au delà. Quand il est en deçà de la phosphorescence, l'électromètre reste rigoureusement au zéro. Une expérience particulièrement frappante consiste à chasser la phosphorescence au delà du condensateur et à isoler l'électromètre, qui reste, ainsi qu'on vient de le dire, rigoureusement immobile. Si alors on arrête brusquement le courant gazeux, la phosphorescence revient rapidement au phosphore, et en passant à travers le condensateur elle lui donne une charge notable correspondant à une impulsion violente de l'électromètre.

Pour déceler l'ozone, nous avons employé le papier amidonné à l'iodure de potassium, préparé fraîchement. Le genre d'expériences dont il s'agit ne comporte évidemment pas l'emploi de flacons laveurs ou barboteurs. Mais la production d'ozone a toujours été suffisante pour impressionner nettement le papier, après un temps qui n'a jamais dépassé une vingtaine de minutes, très souvent en moins d'une minute. Ici encore, deux fragments de papier identiques, placés l'un après la phosphorescence, l'autre dans la zone obscure qui précède la phosphorescence, se sont toujours comportés différemment : le premier bleuit, tandis que l'autre demeure rigoureusement blanc.

Nous concluons de là que :

1° La phosphorescence, l'ionisation et l'ozone se produisent dans la même région;

2° Cette région peut être séparée du phosphore par un courant gazeux suffisamment rapide.

Ces faits indiquent que la phosphorescence, l'ionisation et l'ozone ne se produisent pas par l'oxydation directe du phosphore solide, mais par l'oxydation d'une substance émanée du phosphore et entraînée par le courant gazeux. On peut songer soit à la vapeur de phosphore, soit à l'anhydride phosphoreux.

Il existe de nombreux motifs qui militent en faveur de la seconde explication. La vapeur de phosphore semble incapable de produire les phénomènes dont il s'agit, tandis que les propriétés connues de l'anhydride phosphoreux s'accordent très bien avec tout ce que l'expérience nous apprend.

Rappelons d'abord, en ce qui concerne la phosphorescence, les résultats si intéressants de Jungfleisch[1]. Ce savant a montré que si l'on fait passer sur le phosphore un gaz inerte (gaz carbonique, azote), la phosphorescence disparaît presque entièrement. Pourtant les vapeurs de phosphore sont formées et entraînées normalement. Jungfleisch a montré qu'on peut les recueillir en quantité sensiblement égale à ce que permet de prévoir le calcul basé sur la connaissance des tensions de vapeur du phosphore. A la sortie de l'appareil, les vapeurs de phosphore ne produisent au contact de l'air qu'une phosphorescence à peine perceptible, ne dépassant pas 1 millimètre, et visible seulement quand l'œil est bien reposé. Nous avons constaté de notre côté que l'oxygène agit à cet égard comme un gaz inerte. Avec les débits d'oxygène em-

1. [illegible]

2. [illegible]

1. V. E. Jungfleisch, *C. R.*, 1905, 445.

ployés par nous, aucune phosphorescence n'était visible à la sortie du gaz dans l'atmosphère. Jungfleisch conclut de l'ensemble de ses expériences que la phosphorescence est due non à l'oxydation du phosphore, mais à celle de l'anhydride phosphoreux.

R. Schenck, F. Mihr et Bauthien[1] ont montré, d'autre part, que l'anhydride phosphoreux décharge les électroscopes. Si l'on envoie dans un cylindre relié à un électroscope un courant d'air ayant passé sur l'anhydride phosphoreux, il y a décharge extrêmement rapide. Cette décharge est diminuée et pratiquement supprimée quand on remplace l'air par un gaz incapable d'oxyder l'anhydride phosphoreux. L'action est incomparablement plus intense avec l'anhydride phosphoreux qu'avec le phosphore.

Enfin, l'ozone ne se forme pas en quantité appréciable par la combustion de la seule vapeur de phosphore. C'est ce que nous avons vérifié directement en entraînant cette vapeur par un courant d'oxygène, jouant le rôle de gaz inerte. Un papier ozonoscopique, placé à la sortie du tube, là où la vapeur de phosphore doit brûler dans l'atmosphère, ne donne aucun bleuissement au bout de 20 minutes. Dans les mêmes conditions de débit, il bleuit très rapidement si on remplace l'oxygène par l'air.

A tous ces arguments, nous pouvons ajouter le fait expérimental suivant. Si le débit est réglé de telle façon que le tube reste obscur sur toute sa longueur, et si brusquement on coupe le courant gazeux, on constate l'apparition, en différents points du tube, de bulles phosphorescentes isolées. Ces bulles se mettent lentement en marche dans des sens opposés. Elles disparaissent quand elles se rencontrent, plus rarement elles s'éteignent spontanément. Souvent il faut attendre plusieurs secondes, après qu'on a arrêté le courant gazeux, pour voir apparaître spontanément les premières bulles. Celles-ci se forment fréquemment aux mêmes points; il y en a toujours une qui prend naissance au voisinage immédiat du phosphore, d'autres naissent aux joints ou à l'extrémité ouverte du tube. Tout le phénomène, depuis l'apparition jusqu'à la disparition des bulles, peut durer une ou deux minutes. Il s'explique très bien si l'on admet que le tube, demeuré obscur, est rempli d'anhydride phosphoreux non encore oxydé. Ce corps est spontanément inflammable, et le mouvement des bulles phosphorescentes ne serait que la propagation d'explosions multiples durant jusqu'à ce que tout l'anhydride phosphoreux soit complètement oxydé[1].

De tout ce qui précède, nous tirons la conclusion suivante : *La phosphorescence, l'ionisation et l'ozone ne se produisent pas par l'oxydation du phosphore, mais par celle de l'anhydride phosphoreux.* M. Jungfleisch[2] a montré que ce corps se forme directement aux dépens du phosphore, et la zone obscure qui précède la phosphorescence est celle où l'anhydride phosphoreux n'est pas encore transformé en anhydride phosphorique.

Cette explication a l'avantage de rendre compte du fait signalé au début de cet article, la nécessité d'opérer dans l'oxygène dilué si l'on veut produire la phosphorescence. C'est en effet dans l'oxygène dilué que se produit le premier degré d'oxydation du phosphore, l'anhydride phosphoreux. De plus, elle permet de prévoir la grande analogie signalée ci-dessus entre les ions du phosphore et les ions de la flamme. La réaction chimique, qui donne naissance aux ions du phosphore est une combustion vive, il est naturel que les ions formés soient les mêmes que pour les autres combustions. C'est ce que l'expérience confirme complètement. Déjà, comme l'a signalé Harms, et comme nous avons pu le vérifier, les mobilités augmentent beaucoup, quand on se rapproche du phosphore, et passent de $0^{mm},003$ à $0^{mm},15$. Mais il est possible d'obtenir des mobilités vingt fois plus grandes encore en plaçant aussitôt après le phosphore un tampon de coton qui retient les fumées formées sur le phosphore. On trouve alors immédiatement après le tampon, des mobilités atteignant 2 ou 3 millimètres par sec. Ces mobilités diminuent avec la distance, tout en restant bien supérieures à ce qu'on aurait en l'absence de tampon. C'est là une confirmation nouvelle de la conclusion énoncée plus haut : les ions du phosphore sont produits par la combustion de l'anhydride phosphoreux, et rapidement alourdis par la présence de particules liquides ou solides. Il n'y a donc pas lieu de les distinguer de ceux que produit n'importe quelle flamme, sinon en ce que la flamme prend ici l'aspect bien connu de la phosphorescence.

(Reçu le 28 novembre 1908.)

1. R. Schenck, Mihr et Bauthien, *Chem. Ber.*, 1907.

1. On explique même de la sorte pourquoi l'expérience ne réussit pas très régulièrement. L'anhydride phosphoreux ne s'enflamme à l'air, d'après Schaff, que sous certaines conditions de pression, et il faut que le débit gazeux soit proportionné à la concentration de l'anhydride phosphoreux pour que les bulles prennent facilement naissance.

2. E. Jungfleisch, *C. R.*, 1907.

Sur les modifications des spectres d'émission et d'absorption sous l'influence d'un champ magnétique et sur la question des électrons positifs

(Remarques au sujet d'un récent mémoire de M. A. Dufour)

Par Jean BECQUEREL

[Laboratoire de physique du Muséum.]

I

On sait que, jusqu'en 1906, l'action d'un champ magnétique sur les sources d'émission ou d'absorption de la lumière avait été observée seulement dans les corps à l'état gazeux. Dans toutes les manifestations du phénomène de Zeeman on avait reconnu que, si la lumière se propage dans la direction des lignes de force, un champ magnétique augmente la fréquence des vibrations circulaires de même sens que le courant magnétisant, et diminue la fréquence des vibrations de sens opposé. D'après le sens, toujours le même, de ce phénomène, et d'après l'ordre de grandeur des changements de fréquence, les partisans des théories électroniques n'ont pas hésité à conclure que les raies d'émission et d'absorption des gaz et des vapeurs sont dues à des électrons négatifs.

J'ai alors observé[1] que les bandes d'absorption d'un *minéral*, le xénotime, sont variables dans un champ magnétique. L'effet est de même nature que le phénomène de Zeeman, mais il s'en distingue par deux différences fondamentales :

1° Les changements de période sont, pour de nombreuses bandes, notablement plus grands que ceux qui avaient été observés avec les gaz.

2° Les bandes correspondant à l'absorption de vibrations circulaires d'un sens déterminé sont déplacées les unes d'un côté du spectre, les autres du côté opposé sous l'influence d'un même champ magnétique.

Il existe donc un phénomène de sens contraire au phénomène que M. Zeeman avait découvert dans les spectres des vapeurs.

Dès la première observation de cet effet, j'ai émis deux hypothèses[2] : la première suppose la formation de *champs internes de sens opposé* au sens du champ extérieur, la seconde admet l'existence d'*électrons positifs*.

1. Jean Becquerel, *C. R.* **142**, p. 775, 26 mars 1906, p. 874, [illegible] 1906.
2. Jean Becquerel, *C. R.* **142**, p. 876, [illegible] 8 et suiv.

J'ai étendu les premières observations à d'autres minéraux, à de nombreux corps cristallisés ou dissous, observant le phénomène toutes les fois que la largeur des bandes d'absorption ne masque pas les changements de période produits par le champ magnétique.

J'ai montré comment l'emploi de très basses températures permet d'obtenir avec les cristaux ou avec les solutions solidifiées, des bandes considérablement plus nettes et plus fines qu'à la température ordinaire, et facilite l'étude de ces questions, tout en variant les conditions des expériences[1].

MM. du Bois et Elias ont poursuivi des recherches dans la voie que j'ai indiquée, en faisant usage des basses températures, et ont encore davantage généralisé ces phénomènes qu'ils ont observés avec le rubis et avec divers sels de chrome[2].

Les expériences que j'ai réalisées en abaissant la température des corps absorbants à — 190°, puis les recherches[3] que M. Kamerlingh Onnes et moi avons entreprises au laboratoire cryogène de l'Université de Leyde, où avec l'hydrogène liquide nous avons observé les spectres jusqu'à 14 degrés absolus, ont montré que *les changements de fréquence des électrons absorbant la lumière sont indépendants de la température*, qu'il s'agisse de l'effet de même sens que le phénomène de Zeeman ou de l'effet de sens opposé.

J'ai établi que d'autres phénomènes magnéto-optiques déjà connus (polarisation rotatoire magnétique) ou observés pour la première fois dans les corps solides (biréfringence magnétique) se rattachent aux modifications subies par les bandes d'absorption et que les diverses particularités de ces phénomènes sont des conséquences des faits nouveaux que j'ai observés.

1. Jean Becquerel, *Le Radium*, **4**, p. 49, p. 107, p. 328, p. 385, 1907; **5**, p. 5, p. 227, 1908.
2. Du Bois et Elias, *Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam*, **16**, p. 655, 749, 878, 1908; *Annalen der Physik*, **27**, p. 255, 15 octobre 1908.
3. Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes, *Versl. Kon. Akad. Wet. Amst.* **16**, p. 678, 1908; *Le Radium*, **5**, p. 227, 1908.

Dans les notes et mémoires où cet ensemble de recherches est publié, on peut voir la tendance de plus en plus affirmée à adopter l'hypothèse des électrons positifs. M. Kamerlingh Onnes et moi avons considéré, non pas comme une preuve, mais comme un fort argument en faveur de l'existence des électrons positifs l'invariabilité des changements de la fréquence à toute température. Si, en effet, les phénomènes magnéto-optiques actuellement connus ne peuvent suffire à trancher la question, il n'en est pas moins vrai que les autres hypothèses soulèvent des difficultés considérables qui jusqu'à aujourd'hui n'ont été surmontées par personne, et qui ont plutôt été éludées par quelques physiciens.

Par exemple, si l'on admettait la formation de champs intra-moléculaires sous l'influence du champ extérieur, il faudrait tout au moins comprendre comment dans certaines régions ces champs sont de même sens que le champ extérieur, alors que dans d'autres régions de la même molécule ils sont de sens opposé, les champs d'un sens comme de l'autre pouvant atteindre des intensités près de dix fois supérieures à l'intensité du champ extérieur (bandes 642,5, 645,4, 522,1 du xénotime); il faudrait surtout imaginer un mécanisme montrant que ces champs sont indépendants de la température *quel que soit leur sens*, aussi bien quand l'effet se produit dans le sens du diamagnétisme, que lorsqu'il a lieu dans le sens du magnétisme; il faudrait enfin montrer que ces champs, bien que très variables d'une région à l'autre, sont néanmoins assez uniformes pour justifier la netteté des composantes des bandes d'absorption.

D'un autre côté, les expériences que j'ai entreprises dans une voie différente, en étudiant les décharges dans les gaz raréfiés[1], ont donné les résultats expérimentaux suivants :

Si l'on superpose un faisceau de rayons canaux et un faisceau de rayons cathodiques, on peut obtenir un troisième faisceau parfaitement distinct des deux premiers. Ces nouveaux rayons sont attirés par une cathode secondaire; le sens de leur propagation ayant été déterminé d'une façon certaine, on peut affirmer qu'ils sont déviés par l'approche d'un aimant, normalement aux lignes de force, en sens contraire des rayons cathodiques qui se propagent dans le même sens. Les phénomènes observés sont identiques à ceux que l'on peut prévoir pour un flux de *corpuscules chargés positivement* possédant une charge spécifique $\frac{e}{m}$ du même ordre de grandeur que celle des électrons négatifs.

J'ai cherché à rendre compte de ces faits au moyen des rayonnements actuellement connus; j'ai pensé à cinq interprétations différentes, mais j'ai montré qu'aucune d'elles ne peut être acceptée. Dans ces conditions, j'ai cru devoir, *jusqu'à preuve du contraire* attribuer le nouveau faisceau à des *électrons positifs*.

1. Jean Becquerel, *C. R.*, **146**, p. 1508, 1908; **147**, p. 121, 1908. *Le Radium*, 5, p. 195 et p. 329, 1908.

II

Au commencement de cette année, M. A. Dufour a observé dans les *spectres d'émission* de divers chlorures et fluorures[1], ainsi que dans le second spectre de l'hydrogène[2], des phénomènes semblables à ceux que j'avais étudiés dans les spectres d'absorption des cristaux et des solutions. Les expériences de M. Dufour présentent un très grand intérêt; elles étendent à l'émission par les gaz les phénomènes observés jusqu'alors pour l'absorption par les solides; elles démontrent que, contrairement à ce que l'on supposait, dans les gaz certains spectres de bandes sont sensibles au champ magnétique; enfin elles révèlent *dans des conditions particulièrement simples* (hydrogène), l'existence d'un effet magnéto-optique de sens opposé au sens que faisaient prévoir les électrons négatifs.

Les recherches de M. Dufour viennent d'être exposées dans un important mémoire[3]. L'auteur ayant à plusieurs reprises cité mes expériences et discuté quelques-unes des idées que j'avais exprimées, il me paraît tout à fait nécessaire d'attirer de nouveau l'attention sur quelques-unes des questions soulevées par cet ensemble de travaux.

1° M. Dufour a appelé *phénomène normal* le phénomène de Zeeman se produisant dans le sens prévu pour les électrons négatifs et *phénomène anormal* l'effet de sens opposé. Cette dénomination présente, à mon avis, un grave inconvénient; elle laisse croire que ce dernier effet est exceptionnel et en dehors des règles; or rien n'est moins exact quand il s'agit des cristaux et des solutions où les deux effets de sens contraires sont aussi fréquents l'un que l'autre et se rencontrent toujours simultanément dans le spectre d'un même corps. La seule différence qui existe entre les deux effets est le sens du déplacement des bandes pour les vibrations circulaires. J'ajouterai que lorsqu'un phénomène nouveau se produit dans un sens que les idées et les théories actuelles ne permettent ni de prévoir ni d'expliquer, ce n'est pas une raison suffisante pour le considérer comme « anormal ».

2° Dans l'historique qui précède le mémoire de M. Dufour, mes expériences sont ainsi résumées[4] : « Les spectres d'absorption des sels de métaux rares à l'état *cristallisé* ou *dissous* contiennent des bandes qui, ainsi que M. J. Becquerel l'a trouvé, présentent un phénomène de Zeeman anormal suivant ces lignes de force; M. J. Becquerel a signalé, comme on sait, parmi ces bandes, quelques-unes donnant un phéno-

1. A. Dufour, *C. R.*, **146**, p. 118, 20 janvier 1908, p. 229, 5 février, p. 810, 15 avril 1908.
2. A. Dufour, *C. R.*, **146**, p. 654, 23 mars 1908.
3. A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 291, octobre 1908.
4. A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 291, 2e col. lignes 5 et suiv.

même de Zeeman beaucoup plus grand que celui auquel les raies d'émission nous avaient habitués. »

Ce ne sont pas seulement, comme le dit M. Dufour, les bandes donnant un effet de sens contraire à l'effet jusqu'alors observé qui présentent ce gros phénomène. Il me suffira de citer les bandes 642,5 et 645,4 du xénotime qui dans un champ de 10 000 gauss donnent entre leurs composantes des écarts de 0μμ,55 et 0μμ,51 l'effet ayant lieu dans le sens prévu pour les électrons négatifs [1].

5° Une observation très importante faite par M. Dufour est la suivante [2] : « les composantes qui présentent le phénomène de Zeeman longitudinal normal donnent des doublets magnétiques dont les polarisations circulaires sont complètes, et qu'on peut par conséquent complètement séparer à l'aide d'un analyseur bicirculaire; au contraire, celles qui donnent le phénomène longitudinal anormal forment des doublets à polarisations circulaires incomplètes ».

Les exemples de polarisation circulaire incomplète sont fréquents dans les spectres des cristaux et j'avais d'ailleurs signalé cet effet [3], mais il est nécessaire de faire remarquer ici que la règle énoncée par M. Dufour pour les spectres cannelés des vapeurs ne peut être étendue aux bandes ou raies des cristaux; la polarisation circulaire complète ainsi que la polarisation incomplète s'observent sur des bandes de l'une et de l'autre espèce. Par exemple, dans le xénotime les bandes 642,5 et 645,4 (électrons négatifs) donnent une polarisation incomplète, la bande 650,3 (phénomène inverse) présente une polarisation complète.

Comme M. Dufour, j'estime que ces observations ont un grand intérêt, car la polarisation incomplète est un fait inattendu dont la théorie devra rendre compte. Il serait bien intéressant de savoir si la règle énoncée par M. Dufour pour les *bandes* des corps composés est applicable aux *raies* du second spectre de l'hydrogène. Sur les belles photographies publiées par M. Dufour, la raie α (phot. 15) [4], qui est assez intense, ne paraît pas (du moins sur la figure) donner une polarisation circulaire incomplète.

En tout cas, que le fait soit vrai ou non pour l'hydrogène, il est bien établi que la polarisation circulaire incomplète ne caractérise jamais, pour les cristaux ou les solutions, le phénomène de sens inverse à celui que font prévoir les électrons négatifs.

4° Une question fondamentale, que j'aborde maintenant, est la suivante :

M. Dufour conclut [1] : « En résumé, si l'on s'en tient aux résultats obtenus jusqu'ici, il semble bien que le phénomène de Zeeman longitudinal anormal ne se présente, soit pour les spectres que j'ai étudiés, soit pour les spectres d'absorption des terres rares, que dans les spectres de *molécules* ».

M. Dufour ajoute en note : « Les résultats obtenus par M. J. Becquerel pour le spectre de l'yttrium ne sont pas nécessairement en contradiction avec ce qui est dit ici; il n'est pas encore établi que le spectre qu'il décrit est dû à l'*atome* de ce métal ».

Cette dernière phrase, et surtout les mots « nécessairement » et « encore » laissent croire que, dans mon idée, l'effet que j'ai observé avec le spectre d'étincelle de l'yttrium serait dû à l'atome de ce métal. Or, j'étais tellement loin de cette pensée que voici la conclusion de la Note où j'ai décrit l'expérience en question, et dans laquelle j'émets l'hypothèse des électrons positifs :

« Il est possible que les électrons positifs, qui n'ont pu être séparés des atomes ni dans les décharges électriques, ni dans les phénomènes de radioactivité, et qui paraissent par suite fortement liés aux atomes, puissent néanmoins acquérir un degré de liberté suffisant pour se manifester dans les phénomènes optiques, *grâce aux actions qui s'exercent entre les atomes groupés dans une même molécule* [2] »

Je souligne ici à dessein ces derniers mots. Je tiens même, puisque l'occasion s'en présente, à indiquer par quelle suite d'idées j'ai été amené à considérer ces phénomènes comme dus à la molécule. M. Dufour, dans une note antérieurement publiée, avait exprimé l'opinion que le phénomène de sens contraire au phénomène de Zeeman était caractéristique des *spectres de composés* [3]. Peu de temps après M. R. W. Wood, avait observé un phénomène de même nature dans le spectre d'absorption de la vapeur de *sodium* [4], et M. Dufour avait retrouvé les mêmes effets dans le second spectre de l'*hydrogène* [5]. Le second spectre de l'hydrogène est-il dû à un composé? on l'a cru longtemps, mais M. Dufour lui-même avait montré que ce spectre était vraisemblablement dû à la molécule de l'hydrogène. S'il en était ainsi, il devenait évident que l'idée première de M. Dufour, tout en conservant une part de vérité, devait être modifiée.

C'est pourquoi j'ai entrepris de rechercher si l'effet ne se produirait pas à une température où l'on considère les *composés* comme dissociés. Il y avait d'ailleurs, à d'autres points de vue que j'ai indiqués, un intérêt à observer jusqu'aux plus hautes températures les phénomènes que j'avais étudiés depuis la tempe-

1 Jean Becquerel, *Le Radium*, 4, p. 55, 1907, voir le tableau.
2 A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 305, 2e note, lignes 30 et suiv.
3 Jean Becquerel, *C. R.*, 145, p. 415, 19 août 1907, *Le Radium*, 5, p. 9, 2e note, lignes 35 et suiv.
4 Jean Becquerel et H. Kamerlingh Onnes, *Kon. Akad. Amst.*, 16, p. 685, 1907, *Le Radium*, 5, p. 255, § 9.
5 A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 304, 1908.

1 A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 306, lignes 30 et suiv. et note.
2 Jean Becquerel, *C. R.*, 146, p. 685, lignes 28 et suiv.
3 A. Dufour, *C. R.*, 146, p. 251, lignes 1 et suiv.
4 R. W. Wood, *Phil. Mag.*, 15, p. 270, février 1908.
5 A. Dufour, *C. R.*, 146, p. 654, 25 mars 1908.

rature ordinaire jusqu'aux plus basses températures réalisables. Pour toutes ces raisons, j'ai été conduit à l'expérience en question, et j'ai pensé, en interprétant les phénomènes par l'hypothèse des électrons positifs, que ces électrons ne peuvent peut-être pas se manifester dans les spectres d'atomes (phénomène de Zeeman primitivement observé), mais que si plusieurs atomes sont groupés pour former une molécule, les électrons positifs peuvent acquérir un degré de liberté suffisant pour donner lieu aux nouveaux phénomènes.

Ce n'est là, bien entendu, qu'une pure hypothèse, et si je la rappelle ici c'est uniquement pour montrer que je suis d'autant plus éloigné de combattre l'idée d'un effet dû à la molécule que c'est moi-même qui ai exprimé cette opinion, dans les termes textuellement cités plus haut.

5° M. Dufour rappelle que j'ai préconisé, pour expliquer le phénomène de sens inverse au phénomène de Zeeman, l'hypothèse de l'existence d'électrons positifs. « Cette hypothèse, dit M. Dufour [1], aura évidemment plus de poids s'il existe dans les tubes à vide des électrons positifs analogues aux électrons négatifs, comme vient de l'annoncer M. J. Becquerel; si cette découverte est établie d'une manière irréfutable, il y aura peut-être lieu de tenir compte des électrons positifs dans les théories. »

Il me paraît en effet probable que si les électrons positifs existent, il faut peut-être songer à leur attribuer un rôle dans quelques phénomènes ; la question est donc bien de savoir s'ils existent. M. Dufour ajoute en note : « Il faudrait pour cela déterminer d'une manière directe et certaine le signe de la charge de ces électrons et en outre mesurer au moins approximativement leur $\frac{e}{m}$. Pour la détermination du signe de leur charge, après avoir séparé par un champ électrique ou magnétique les électrons des deux signes qui seraient mélangés, l'emploi du cylindre classique de Faraday, est particulièrement recommandable ».

J'accorde volontiers à M. Dufour que cette expérience, que des difficultés matérielles ne m'ont pas, jusqu'à présent, permis de réaliser, apporterait, comme toute expérience nouvelle, une contribution à l'étude de ces phénomènes. Mais doit-on, dans les présentes expériences, attribuer une importance *primordiale* à l'emploi du cylindre de Faraday? je ne le pense pas.

Dans mes expériences, j'ai obtenu, ainsi que je l'ai rappelé plus haut, un faisceau distinct des rayons cathodiques et distinct des rayons canaux. Le signe de la charge des corpuscules formant ce nouveau faisceau résulte du fait qu'ils sont attirés par une cathode secondaire. D'autre part, si l'on se reporte à mon mémoire, on y trouve des observations fort simples qui ne laissent aucun doute sur le sens du mouvement [1] des corpuscules ; de plus, la très grande déviation de ce faisceau, obtenue par l'approche d'un aimant, est de sens contraire à celle que subissent des rayons cathodiques se propageant dans le même sens, tandis que les rayons canaux restent sensiblement immobiles : c'est bien une preuve que le nouveau rayonnement n'est ni un rayon cathodique, ni un rayon canal *ordinaire*.

L'emploi du cylindre de Faraday conduira à l'un des trois résultats suivants : ou l'on recueillera des charges positives, ou l'on recueillera des charges négatives, ou l'on ne recueillera rien du tout.

Si l'on recueille des charges positives, est-ce une raison pour que ce soient des électrons? ces charges sont peut-être apportées par des ions ayant subi une grande déviation par suite d'une action secondaire inconnue.

Si l'on trouve des charges négatives, on devra en conclure, non pas que le nouveau faisceau est formé de charges négatives, ce qui serait absurde étant donnés le sens de son mouvement et le sens de sa grande déviation magnétique, mais que l'expérience est mal faite et que l'on n'a pas su se débarrasser de phénomènes parasites.

Si enfin on ne recueille aucune charge, c'est également que l'expérience est mal faite, car il n'est pas possible qu'un faisceau attiré par une cathode et dévié par l'approche d'un aimant ne soit pas électrisé.

Quel que soit le résultat ainsi obtenu, la question sera-t-elle beaucoup plus avancée qu'actuellement?

L'expérience classique par laquelle M. Jean Perrin a démontré l'électrisation des rayons cathodiques a joué un rôle fondamental parce qu'elle a établi pour la première fois d'une manière correcte l'existence d'un flux de corpuscules électrisés. Il s'agissait, à cette époque, de décider entre l'hypothèse d'un mouvement vibratoire et celle d'une émission de corpuscules. La question n'est plus là aujourd'hui : nous savons que les rayons déviés par un aimant dans un tube de Crookes ne sont pas des ondulations de l'éther.

D'autre part, l'expérience de M. Jean Perrin, complétée par M. J.-J. Thomson, a pu être réalisée dans des conditions de simplicité qui ne laissent pas de doute sur l'interprétation. Dans un dispositif plus compliqué, sitôt que l'on a affaire à plusieurs rayonnements, l'emploi du cylindre de Faraday ne présente plus la même sûreté. Je me bornerai à rappeler à ce sujet les expériences de M. Villard sur la charge des rayons canaux : M. Villard a en effet réussi à reconnaître que le cylindre de Faraday se charge parfois sous l'influence de phénomènes parasites [2].

1. A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 506, 1° col. lignes 49 et suiv.

1. Voir *Le Radium*, 5, p. 195, 2° col. lignes 21 et suiv.

2. P. Villard, Les rayons cathodiques (*collection Scientia*), p. 101.

C'est pourquoi, j'estime que dans un cas complexe, comme celui qui nous occupe, les résultats obtenus avec le cylindre de Faraday peuvent tromper. Au contraire, l'observation de faits très simples, tels que le sens du mouvement d'un faisceau et le sens de sa grande déviation quand on approche un aimant, ne risque pas de conduire à des erreurs d'expérience.

M. Dufour estime qu'il faudrait mesurer « au moins approximativement » le rapport de la charge à la masse des électrons positifs. Il me semble que j'ai pourtant été assez explicite à ce sujet : j'ai montré et répété à maintes reprises[1] que le nouveau faisceau possède *la même déviabilité magnétique qu'un faisceau cathodique ayant franchi en sens inverse la même chute de potentiel*. A moins que les corpuscules ne subissent une influence inconnue autre que les forces des champs électrique et magnétique au voisinage de la cathode secondaire qui les attire, ce résultat établit que la charge spécifique $\frac{e}{m}$ est du même ordre de grandeur pour les électrons positifs et pour les électrons négatifs.

Enfin je trouve dans le mémoire de M. Dufour la phrase suivante[2] : « Il y aurait là une différence de propriétés difficile à admettre entre des électrons qui ne se distingueraient les uns des autres que par le signe de leur charge ».

Voici ce que j'avais dit à ce sujet dans mon mémoire[3] : « Le fait que les électrons positifs et négatifs ont un rapport de la charge à la masse du même ordre de grandeur ne signifie nullement que ces deux sortes d'électrons soient semblables. Nous n'avons en effet aucune donnée sur la grandeur de la charge ou de la masse d'un électron positif ». J'exprime ensuite quelques idées, tout à fait hypothétiques d'ailleurs, d'après lesquelles les charges des deux sortes d'électrons ne seraient pas de même grandeur ; ce sont précisément les différences de propriétés, qui ont très justement frappé M. Dufour, qui m'ont empêché de considérer les électrons positifs, s'ils existent, comme ne différant des électrons négatifs que par le signe de leur charge.

III

A quelle conclusion nous conduisent tous ces faits ? Les électrons positifs sont-ils une réalité ? Voici, à mon sens, à quel point en est aujourd'hui la question.

Il y a quelques années, on connaissait les phénomènes suivants :

1° On avait étudié dans les tubes de Crookes un faisceau très déviable par l'aimant (rayons cathodiques) composé d'électrons négatifs et un faisceau très peu sensible à un champ magnétique (rayons canaux) formé par des molécules-ions ou des atomes-ions positifs.

2° M. Zeeman, et après lui de nombreux physiciens avaient obtenu, sous l'action d'un champ magnétique, un changement de période des raies spectrales. Ce phénomène, qui se produisait toujours dans le même sens, avait été attribué par tous les partisans des théories électroniques à des électrons négatifs.

3° On avait observé dans les gaz des phénomènes de polarisation rotatoire magnétique intimement liés au phénomène de Zeeman, et dûs aux changements de fréquence des vibrations des électrons négatifs. Dans les solides, les effets très complexes au voisinage des bandes d'absorption étaient inexpliqués et avaient soulevé bien des controverses.

Depuis 1906, les *faits* suivants ont été établis :

1° J'ai obtenu dans un tube de Crookes à côté des rayons cathodiques et des rayons canaux un troisième faisceau qui possède une déviabilité magnétique du même ordre de grandeur que celle d'un des faisceaux cathodiques, mais de sens inverse par rapport au sens de propagation des corpuscules.

2° J'ai observé dans les spectres d'absorption des cristaux et des solutions, un phénomène de même nature que le phénomène de Zeeman et montré l'existence de deux effets de sens opposés. Ces observations ont été étendues par M. Dufour à divers spectres d'émission de molécules de corps à l'état gazeux.

3° J'ai établi que dans les corps solides les phénomènes de polarisation rotatoire magnétique auprès des bandes sont liées aux variations de ces bandes et se produisent par conséquent, tantôt dans le sens prévu pour les électrons négatifs, tantôt dans le sens opposé. La superposition fréquente de rotations de sens contraires auprès des bandes complexes est la cause des effets jusqu'alors inexpliqués.

Ainsi, à chacun des anciens phénomènes attribués aux électrons négatifs, j'ai fait correspondre, expérimentalement, un phénomène de même nature, mais de sens contraire.

Il est théoriquement possible d'attribuer tous les phénomènes magnéto-optiques, quel que soit leur sens, aux électrons négatifs, mais on rencontre alors des difficultés qui n'ont pu jusqu'à présent être résolues.

D'autre part, personne n'est parvenu à rendre compte, au moyen des phénomènes connus, des propriétés du nouveau faisceau qui prend naissance par l'action des rayons cathodiques sur les rayons canaux.

Tous ces phénomènes s'expliquent simplement si l'on suppose la matière constituée par des électrons négatifs et des électrons positifs possédant des charges spécifiques $\frac{e}{m}$ du même ordre de grandeur, mais l'existence de ces électrons positifs n'est pas *démontrée*, car on ne peut pas prouver qu'il n'existe pas d'autres interprétations.

1. [illegible] *Le Radium*, 5, p. [illegible] 2e col. lignes 11 et suiv. 1re col. lignes 11 et suiv. p. [illegible] 2e col. lignes [illegible] et suiv.
2. A. Dufour, *Le Radium*, 5, p. 306, 2e col. lignes 9 et suiv.
3. [illegible], *Le Radium*, 5, p. 200, lignes 12 et suiv.

Le rôle d'une hypothèse est de grouper et de relier les faits d'une manière provisoire. Toutefois parmi les hypothèses, il en est qui acquièrent un degré de vraisemblance de plus en plus grand : telle est l'hypothèse des électrons négatifs. Depuis la découverte des rayons cathodiques, les physiciens ont trouvé tout un ensemble de faits, dans toutes les branches de la physique, qui se groupent de la façon le plus logique autour de cette théorie, faits qu'on ne voit pas le moyen, non seulement d'interpréter individuellement, mais surtout de relier d'une autre manière et c'est ce qui donne tant de poids à la théorie électronique.

Peut-il en être de même aujourd'hui au sujet des électrons positifs? Nous venons de voir quels sont les faits qui peuvent être groupés au moyen de cette hypothèse, et il faut encore y joindre le vieux phénomène de Hall. Ce phénomène, dont le sens n'est pas toujours le même, avait déjà donné lieu à l'idée des électrons positifs, que plusieurs physiciens avaient même réussi à introduire dans les théories sans soulever de trop grandes protestations. Le phénomène de Hall était d'ailleurs parfaitement insuffisant pour justifier à lui seul une hypothèse aussi hardie, mais aujourd'hui les faits auxquels on peut rattacher l'idée des électrons positifs se sont bien étendus : toutefois, ils sont loin d'être aussi nombreux que ceux qui se rapportent aux électrons négatifs, et ils sont très récents. L'avenir seul nous apprendra s'ils sont bien attribuables à un second constituant de la matière, ou si au contraire ils doivent être interprétés autrement et si leur liaison apparente n'est pas réelle.

Quelques savants pensent que l'hypothèse des électrons positifs est une grande complication dans les théories électroniques. Mais, pour ma part, je ne puis m'imaginer la matière comme formée uniquement par un assemblage de charge négatives. Les charges positives doivent bien se retrouver quelque part ! Faut-il leur attribuer une essence mystérieuse? N'est-il pas au contraire plus conforme aux idées de simplicité qui sont à la base même des théories modernes, de penser que les charges positives sont de nature atomique, comme les charges négatives ? Mais alors c'est admettre l'existence des électrons positifs, et, s'ils existent, il n'y a aucune raison pour qu'ils ne puissent jamais se manifester.

La conclusion sera la suivante : l'hypothèse des électrons positifs non seulement suffit, mais parvient seule actuellement à expliquer un ensemble de phénomènes. Il me semble donc qu'au moment même où des faits nouveaux apportent à cette hypothèse une vraisemblance de plus en plus grande, il ne convient guère, comme le font quelques physiciens, de manifester contre elle une aversion souvent injustifiée, quelquefois fondée sur d'importantes idées théoriques, mais dans tous les cas ne reposant sur aucune base expérimentale.

Reçu le 7 décembre 1908.

MÉMOIRES TRADUITS

La production de l'hélium par l'uranium [1]

Par F. SODDY

Laboratoire de physique de l'Université de Glasgow

Dans un travail publié dans le numéro d'octobre 1908 du *Philosophical Magazine*[2], j'ai donné l'exposé préliminaire des tentatives de recherche et de mesure de la production d'hélium par les premiers corps radioactifs, dont je m'occupe depuis 1905. Les résultats présentés étaient peu nombreux et se rapportaient principalement au thorium. Les résultats ultérieurs qui suivent, obtenus avec l'uranium depuis la publication de cette note, apportent quelques faits nouveaux. La méthode employée est décrite en détail dans la note citée. Grâce à des dispositions spéciales, les solutions des substances employées peuvent être complètement débarrassées d'air et maintenues indéfiniment dans cet état. Après une période quelconque, désirée, d'accumulation, les gaz peuvent être complètement chassés par ébullition de la solution, par un courant de gaz produit par un voltamètre. Les gaz dégagés sont desséchés par congélation, et sont alors soumis à l'action de la vapeur de calcium dans un four spécial à vide, où tous les gaz inertes sont parfaitement absorbés. Après refroidissement le

1. Note publiée dans *Nature*, 79 1908 129.
2. Voir *Le Radium*, 5-1908-348.

[illegible] est rempli de mercure et le gaz résiduel, s'il existe, est comprimé dans un tube à analyse spectrale en verre au plomb, le plus léger possible. La plus petite quantité d'hélium décelable dans une expérience réussie a été trouvée par trois fois égale à 2×10^{-10} gramme. Des expériences à blanc avaient été faites avec un appareil semblable contenant une solution de sulfate de soude ; j'ai confiance dans les résultats obtenus.

J'ai employé deux quantités différentes de nitrate d'urane. La première, la plus petite, avait été soigneusement purifiée par T. D. Mackenzie par extraction à l'éther. Elle contenait 340 grammes d'uranium. Comme il m'a semblé que le taux de production était trop faible pour être déterminé convenablement avec cette quantité, j'ai entrepris une seconde expérience sur une plus grande échelle. Les frais de cette expérience et ceux d'autres expériences semblables à grande échelle ont été faits avec un budget de recherches des crédits Carnegie. J'ai employé quatre kilogrammes de nitrate d'urane de bonne qualité commerciale, recristallisés dans l'eau. Cette quantité contenait 1850 grammes d'uranium. La préparation de l'expérience et le déplacement complet de l'air ont été effectués le 15 août de cette année. J'ai fait le premier essai de recherche de l'hélium après une période de soixante et un jours. J'ai trouvé qu'il y avait dans les gaz extraits, plusieurs fois la quantité minimum d'hélium décelable par la méthode employée. Le second essai a été fait après une période de vingt-sept jours. Il y avait encore de l'hélium, mais cette fois en quantité peu différente, si toutefois elle l'était, du minimum décelable. L'essai qui a suivi a été effectué après une période d'accumulation de douze jours. Je n'ai pas pu déceler l'hélium bien que l'expérience ait été particulièrement parfaite. J'ai fait alors une expérience avec la plus petite quantité d'uranium après une période d'accumulation de 128 jours. J'y ai trouvé sans aucun doute de l'hélium en quantité qui ne dépassait pas 1,5 fois la quantité minimum.

La production de l'hélium par l'uranium peut donc être considérée comme établie. En ce qui concerne le taux de production, ces expériences montrent qu'il ne peut être éloigné du nombre 2×10^{-12} gramme par an ; cela veut dire qu'un million de kilogrammes d'uranium produisent, par an, environ 2 milligrammes d'hélium. Le second essai montre que ce nombre n'est pas inférieur à 1,5 ; le troisième essai montre qu'il est inférieur à 3,3 ; le dernier, qui se rapporte à la plus faible quantité, donne un nombre qui n'est pas inférieur à 1,7 et probablement pas supérieur à 2,5. Il est intéressant à noter que le taux théorique de production, que j'ai récemment calculé en partant de la théorie de la désintégration, est 2×10^{-12} par an, en supposant qu'un atome d'uranium ne produise qu'un seul atome d'hélium. Ces mesures, par conséquent, ne prêtent pas appui à l'idée, discutée dans la note que j'ai rappelée, que l'uranium par désintégration émet deux atomes d'hélium.

J'ai commencé l'observation d'une certaine quantité de sylvine (chlorure de potassium), minéral étudié par Strutt et considéré par lui comme exceptionnel parce qu'il contient de l'hélium, qui ne peut être attribué à des changements radioactifs connus. Les essais jusqu'ici indiquent que le taux de production d'hélium par cette substance, si cette production existe, est inférieure à $2,5 \times 10^{-12}$.

[Reçu le 6 décembre 1908.]

Préparation de l'oxyde urano-uranique U^3O^8 et étalon de radioactivité[1]

Par H. N. Mc COY et G. C. ASHMAN

[Laboratoire de chimie de l'Université de Chicago.]

On sait que, pour comparer les activités des substances radioactives, il est de première importance d'avoir un étalon ou une unité d'activité. L'un de nous[2] a proposé de prendre pour unité, l'activité d'un centimètre carré d'une couche d'oxyde de U^3O^8 d'épaisseur suffisamment petite pour obtenir l'effet maximum des rayons α. On a montré qu'un tel étalon pouvait être facilement reproduit et qu'il possédait une activité apparente bien définie. Nous avons étudié la question de la préparation d'un étalon d'activité, d'une façon plus complète, en tenant compte des observations que nous reproduisons ici.

Les points les plus importants sont les suivants :

1. Ce mémoire paraît également dans *American Journal of* [illegible] 26 1908.

2. Mc Coy, *Phil. Mag.*, 11 1906 177.

1° La séparation complète de l'uranium, du radium et des autres impuretés actives ou inactives;

2° La préparation d'un oxyde de composition parfaitement définie;

3° La préparation de couches uniformes de cet oxyde;

4° L'activité due aux rayons β.

Nous avons utilisé des produits de trois sources distinctes :

A. — Un nitrate d'urane chimiquement pur de la maison Kahlbaum. Cet urane était pratiquement exempt de toute impureté. Le radium dosé par la méthode de l'émanation représentait les $2,5 \times 10^{-6}$ de la quantité contenue dans l'uranium ordinaire en équilibre avec le radium. Une partie de ce nitrate recristallisée deux fois dans l'eau a constitué l'échantillon A.

B. — Un ancien échantillon d'acétate d'uranyle contenant comme impureté une grande quantité de sodium. La quantité de radium présent était très faible : 2.10^{-6} de la quantité contenue à l'équilibre. Après conversion en nitrate et deux cristallisations dans l'eau, des essais chimiques n'ont pu déceler aucune trace d'impureté. Cette substance a formé l'échantillon B.

C. — Le troisième échantillon a été préparé au moyen d'uranium extrait de 29 grammes de pechblende du Colorado (Wood mine) et purifié comme il a été précédemment décrit. Le procédé consiste à traiter la solution nitrique du minéral, après séparation de la silice, par un excès de carbonate d'ammoniaque, pour séparer le fer, etc., la liqueur filtrée est additionnée de sulfure d'ammonium pour séparer le cuivre, le plomb, etc. Le carbonate d'uranyle obtenu après ébullition de la dernière liqueur filtrée contient 2 pour 100 de la quantité de radium existant à l'équilibre. Celui-ci a été séparé par trois précipitations de sulfate de baryum dans la solution, le premier précipité ayant entraîné 95 pour 100 du radium présent. L'oxyde U^3O^8 obtenu au moyen de cette substance, il y a trois ans, semble être très pur et possède une activité différant d'environ 0,15 pour 100 d'un autre échantillon de U^3O^8 d'une grande pureté. Une grande portion de cette substance a été conservée en solution à l'état de carbonate d'uranyle ammoniacal (mai 1905 à novembre 1907). Pendant ce temps un faible précipité s'est formé. La liqueur filtrée portée à l'ébullition a donné le carbonate d'uranyle constituant l'échantillon C.

En décomposant le nitrate d'uranyle à une température inférieure au rouge, il se forme l'oxyde orange UO^3. Celui-ci perd de l'oxygène à haute température en donnant U^3O^8. Ce dernier oxyde n'est pas parfaitement stable ; il perd de l'oxygène lentement quand il est très fortement chauffé (Zimmerman)[1].

1. *Ann.* 232-1885-276.

On déduit, de considérations basées sur la règle des phases relativement au système des trois phases U^3O^8, UO^3 et O^2, que la pression partielle de l'oxygène est fonction de la température. Il en résulte que pour une pression d'oxygène donnée (celle de l'atmosphère, par exemple), il y a une température définie, à laquelle les trois phases peuvent exister simultanément; au-dessus de cette température U^3O^8 donne UO^2; au-dessous il n'y a pas de dissociation. Nous avons utilisé un moufle électrique qui donne une température parfaitement définie et uniforme mesurable au moyen d'un pyromètre platine-rhodium.

Dans une expérience, 7 grammes de l'échantillon A ont été convertis à une température modérée en oxyde orange. Cet échantillon était chauffé dans une coupelle en platine soigneusement fermée, placée dans le four électrique. Quand la variation de poids devenait insensible, l'oxyde U^3O^8 a été transformé en UO^2 par la méthode analytique ordinaire, c'est-à-dire en le chauffant dans un courant d'hydrogène. L'oxyde réduit a été de nouveau chauffé à l'air dans le moufle où il a absorbé rapidement l'oxygène et s'est transformé en U^3O^8. La réduction d'un oxyde d'uranium à l'état de UO^2 et la pesée à cet état, constitue une méthode analytique parfaite. La composition du produit obtenu peut être considérée comme très bien connue.

Neuf portions de U^3O^8 ont été préparées au moyen de chacun des échantillons A, B, C et disposées en couches étalons. L'oxyde U^3O^8 pour la couche 13 a été préparé de la façon suivante : une portion de l'échantillon C a été chauffée dans le moufle à l'air pendant 30 minutes à 700°; il a été ensuite réduit par l'oxygène et de nouveau chauffé dans le moufle à l'air pendant 30 minutes à 700°.

La méthode de préparation des couches servant aux mesures d'activité a été décrite précédemment[1]. On a disposé sept couches (tableau I de 9 à 19) sur des disques circulaires en étain de 7 à 15 centimètres de diamètre ayant des bords de 0,8 centimètre de hauteur. Les couches 23, 24 et 25 sont faites sur des disques de cuivre de 7 centimètres de diamètre.

Les mesures d'activité ont été faites dans un électroscope à feuilles d'or ayant une chambre d'ionisation de 19,5 centimètres carrés; une distance de 8,5 centimètres séparait la substance de l'électrode en relation avec la feuille d'or. L'échelle du microscope micrométrique correspondait à une différence de potentiel de 103 volts (576 à 473 volts). Nos couches étalons qui contiennent environ 0,02 gramme d'oxyde par centimètre carré, sont suffisamment minces pour avoir le maximum d'activité due aux rayons α. L'activité due aux rayons β est faible mais varie avec le poids de la

1. McCoy. *J. Amer. Chem. Soc.* 27 1905-591; *Phil. Mag.* 11 1906-176; McCoy et Ross, *J. Amer. Chem. Soc.*, 29-, 1907-1698.

[illegible]che. Il est évident qu'étant donnée la nature des rayons observés, leur activité dépend des dimensions de la chambre d'ionisation. Dans notre appareil les rayons α sont beaucoup mieux utilisés que les rayons β. Nous avons déterminé l'activité β pour notre électroscope, de la manière suivante : les pellicules étalons de U^3O^8 ont été recouvertes de une à quatre feuilles d'aluminium de 0,0045 centimètre d'épaisseur et on a déterminé l'activité β résultante. La première feuille supprime tous les rayons α et une partie des rayons β. Par extrapolation de la courbe d'absorption des rayons β, on a pu évaluer que cette portion représente les 9,2 centièmes de l'activité β de la pellicule sans écran. Les résultats de ces déterminations sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau I

Pellicules en couches minces de 7,15 cm. de diamètre et bords de 0,8 cm. de hauteur.

Échantillons	N°	Poids	Activité α et β	Activité β[1]	Activité α
A	9	0,816	1,0080	0,0108	0,9972
A	10	0,807	1,0075	0,0100	0,9975
B	18	0,820	0,9990	0,0020	0,9970
B	19	0,755	1,0005	0,0020	0,9985
C	13	0,920	1,0040	0,0140	0,9950
C	14	0,892	1,0010	0,0110	0,9900
C	15	0,795	1,0070	0,0154	0,9916
Couches sur plaques de cuivre de 7 cm. de diamètre.					
A	23	0,694	1,1111	0,0296	1,0815
A	25	0,625	1,1080	0,0262	1,0818
B	24	0,629	1,0950	0,0135	1,0817

Ces résultats montrent que la méthode de préparation de U^3O^8 donne un produit d'activité définie. L'activité plus faible de l'échantillon C peut être due à une trace d'impureté ; mais cette valeur est suffisamment voisine de la moyenne de A et de B pour que la méthode semble satisfaisante.

Par la suite nous avons préparé de nouvelles pellicules sur des plaques de cuivre parfaitement circulaires. Le diamètre en a été mesuré suivant différentes directions avec un comparateur capable de donner des résultats avec une approximation de 0,001 centimètre. L'oxyde U^3O^8 qui a servi pour ces pellicules provient de l'échantillon A. Les activités sont réunies dans le tableau II. La dernière colonne donne l'activité pour un diamètre de 7 centimètres.

Les activités des tableaux I et II sont exprimées en unités arbitraires. L'un de nous a proposé de prendre comme unité de radioactivité l'activité due à 1 centimètre carré d'une pellicule de U^3O^8 analogue à celle du tableau II.

1 [illegible] quand [illegible] et [illegible] le [illegible] p. [illegible] d'une couche [illegible] [illegible]

Tableau II

N	Poids	Activité $\alpha + \beta$	Activité β	Activité α	Diamètre	Activité α corrigée
30. .	0,6812	1,0800	0,0265	1,0557	7,0168	1,0487
28 a.	0,8776	1,0788	0,0547	1,0441	6,9912	1,0467
29 a.	0,7995	1,0861	0,0500	1,0561	7,0174	1,0509
29 b.	0,7750	1,0812	0,0288	1,0524	7,0174	1,0472
31 a.	0,7801	1,0955	0,0526	1,0429	7,0501	1,0519
33. .	0,7070	1,0737	0,0270	1,0467	6,9969	1,0436
34. .	0,7657	1,0796	0,0521	1,0475	6,9948	1,0491
34 a.	0,9107	1,0891	0,0364	1,0527	6,9948	1,0545
					Moyenne	1,0495

Il y a plusieurs années, Rutherford et Mc Clung[1] ont déterminé l'ionisation des couches de U^3O^8 d'épaisseurs différentes placées entre des plateaux parallèles à une distance telle que tous les rayons α étaient absorbés dans l'air entre les plateaux. Le courant de saturation par centimètre carré de surface était de 4.10^{-15} ampère, pour 0,0189 gramme de U^3O^8 par centimètre carré ; ce poids est suffisamment grand pour donner le maximum d'activité α à condition que la substance soit étalée sous forme de pellicule parfaitement régulière ; mais ce n'était pas le cas des expériences de Rutherford et Mc Clung, car l'oxyde était simplement saupoudré sur le disque et le courant observé était beaucoup plus faible que dans le cas d'une couche parfaitement uniforme[2]. Nous avons fait une détermination du courant de saturation en unité absolue, pour les rayons α de notre étalon d'activité. Dans ce but nous avons utilisé un condensateur étalon du type sphérique mis en relation avec un électroscope à feuilles d'or (fig. 1). La cage de l'électroscope est formée de deux compartiments rectangulaires en laiton de 1,5 millimètre d'épaisseur. La chambre d'ionisation A a 19,5 centimètres de côté et 14 centimètres de haut. La chambre à feuilles d'or B a 8×10 centimètres et 12,7 centimètres de haut. La tige de l'électroscope est isolée au moyen d'un bouchon d'ambre D et porte à son autre extrémité l'électrode circulaire E de 14 centimètres de diamètre. La tige F sert à la charge. G représente une paire de fenêtres en verre par laquelle se font les lectures au moyen du microscope micrométrique. La porte H s'ouvre par glissement ; un plateau I à hauteur variable supporte l'étalon. L est un plateau métallique de 18 centimètres de côté percé au centre d'un trou de 2 centimètres ; il est supporté par deux tiges de laiton qui peuvent être levées ou abaissées. Quand ce plateau est placé à 3 millimètres au-dessus de l'électrode E, la capacité électrostatique de l'électroscope sans le condensateur C est environ 5 fois plus grande qu'en l'absence de la surface L[3].

1 *Phil. Trans.*, t. 196, 1901, 32.

2 McCoy, *J. Amer. Chem. Soc.*, 27, 1905, 595.

3 Nous avons trouvé que l'activité observée d'une pellicule

L'étalon de capacité c_1 est formé de deux sphères concentriques en zinc[1]. L'une d'elles est fixée à un bloc J de 5 millimètres de hauteur au travers duquel

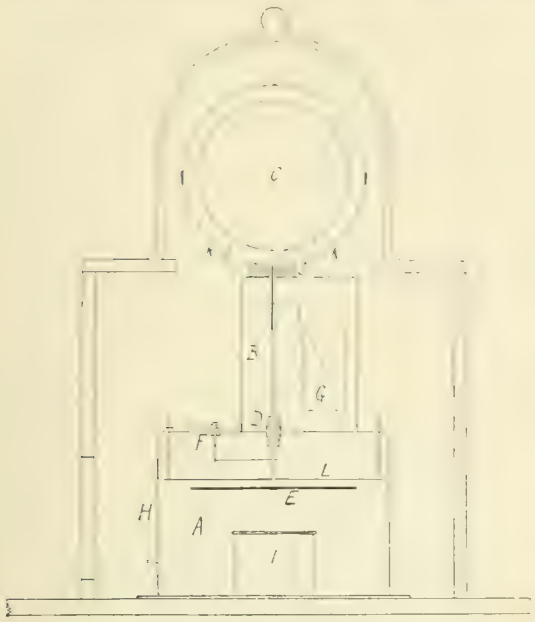


Fig. 1.

passe un fil de 1 millimètre fixé au support de la feuille d'or. Un fil très fin en cuivre établit le contact avec la sphère intérieure. Cette dernière est supportée par trois pointes en ambre K K. Chaque pointe est vissée dans une bague de façon à permettre le réglage. La moitié supérieure de la sphère extérieure est séparable du reste de l'appareil, ce qui permet l'introduction de la sphère intérieure. Le tout est enfermé dans une boîte en bois surmontée d'une cloche en verre. La température reste uniforme et les courants d'air sont ainsi évités.

Les rayons des sphères ont été calculés en pesant la quantité d'eau nécessaire pour remplir chacune d'elles. Le rayon extérieur de la petite sphère est de 6,295 centimètres; le rayon intérieur de la plus grande est de 7,590 centimètres. La capacité du condensateur est ainsi de $\frac{7,590 \cdot 6,295}{7,590 - 6,295} = 56,85$ U. E. S. Si l'on appelle c_1 la capacité de l'électroscope seul, c_2 la capacité avec le condensateur, le courant d'ionisation est :

$$i = \frac{p_1 c_1}{t_1} - \frac{p_2 c_2}{t_2}$$

où p_1 et p_2 sont les différences de potentiel correspondant aux deux extrémités de l'échelle et t_1 et t_2 les temps de décharge concernant les mêmes pellicules respectivement pour les variations de potentiel p_1 et p_2. Il en résulte que

$$c_1 = c_2 - c_3 \frac{t_1 p_2}{t_2 p_1 - t_1 p_2}.$$

La quantité $c_2 - c_1$ est la capacité du condensateur sphérique, c'est-à-dire 56,85 U. E. S. Nous avons employé la pellicule n° 30, placée à une distance de 3,6 centimètres au-dessous de l'électrode E. L'expérience montre que cette distance est suffisante pour obtenir le courant d'ionisation maximum. A une distance de 4,5 centimètres ou plus, le courant est plus faible, indiquant ainsi qu'il y a une recombinaison partielle des ions.

La moyenne de plusieurs déterminations a fourni le nombre 245,9 pour la durée des charges de l'électroscope, avec ou sans le condensateur, et 420,9 secondes pour une pellicule sans écran. Quand les rayons α et 9,2 pour 100 des rayons β sont supprimés par une feuille d'aluminium de 0,0043 centimètre, les temps deviennent 10,860 et 12,455 secondes[1]. Il en résulte que la durée de la décharge pour les rayons α seuls est de 249,9 et 456,4 secondes. La chute de potentiel le long de l'échelle est de 105,05 volts sans la capacité et de 102,65 volts avec la capacité. Ces mesures ont été faites avec un voltmètre électrostatique. $c_1 = 48,84$ U. E. S. et $c_2 = 56,85 - 48,84 = 85,67$ U. E. S. L'ionisation due aux rayons α donne un courant égal à

$$i = \frac{p_1 c_1}{9.10^{11} t_1} = 2,258 \times 10^{-11} \text{ ampère.}$$

La pellicule n° 30 à 7,0168 centimètres de diamètre et sa surface est de 36,67 centimètres carrés. Le courant par centimètre carrés est donc égal à 579×10^{-15} ampère. L'activité totale d'un gramme d'uranium[2] est égale à celle de 795 centimètres carrés d'une pellicule de U^3O^8. Le courant total dû à l'ionisation par les rayons α produits par un gramme d'uranium est $4.61\ 10^{-10}$ ampère.

On sait que la différence de potentiel nécessaire pour obtenir le courant de saturation augmente avec l'accroissement d'activité, la recombinaison des ions

donnée est beaucoup plus près d'être constante quand on augmente la capacité de l'électroscope au moyen du plateau I. Cela tient sans doute à deux causes : d'abord, le mouvement beaucoup plus lent des feuilles permet plus de précision dans la mesure du temps ; puis, la variation normale de l'activité pendant un intervalle déterminé et une faible fraction de l'activité totale, même pour l'intervalle le plus grand. En augmentant le temps de décharge dans le rapport de 1 à 5, l'erreur due à la variation d'activité normale s'est réduite à moins de 0,5 de celle relative à la décharge la plus rapide. Voir GEIGER *Phil. Mag.* 25-1908 559 ; MEYER et REGENER. *Ann. Phys.*, 24-1908-757.

1. La combinaison de l'électroscope et du condenseur est une modification de l'appareil proposé par Millikan : Electricity, Sound and Light, 551, Ginn et Co., 1907.

1. Ces temps représentent 90,8 centièmes de la fuite due aux rayons β augmentés de la fuite propre de l'air et de la fuite par l'isolant. Cette dernière est plus grande quand le condensateur est joint à l'électroscope; ceci rend le temps de 12,455 sec. plus petit que celui auquel on s'attendait.

2. McCoy et Russ, *loc. cit.*

[illegible] plus grande, pour une différence de potentiel donnée, avec une ionisation intense. Il est probable que les courants observés pour une pellicule étalon étaient au-dessous de cette valeur. Pour élucider ce dernier point nous avons fait l'expérience suivante : des pellicules de U^3O^8 préparées de la façon ordinaire sont constituées par des plaques semi-circulaires obtenues en coupant en deux une plaque de 7 centimètres de diamètre. On a examiné l'activité de chaque partie séparément et en bloc. La somme des activités séparées était de 0,55 pour 100 plus grande que celle due aux deux parties réunies. L'erreur expérimentale des mesures d'activité n'excède pas 0,05 pour 100. L'expérience montre qu'une recombinaison des ions a lieu quand les deux plaques agissent simultanément. Il en résulte que le courant calculé plus haut pour 1 centimètre carré de U^3O^8 est un peu plus faible que celui qu'on observerait sur une surface égale à l'unité. Toutefois l'erreur qui en résulte s'élimine dans le calcul du courant d'ionisation par unité de masse d'uranium ou de thorium ; l'activité spécifique étant calculée d'après l'activité d'une pellicule infiniment mince[1] produirait une concentration en ions très faible. Ces ions peuvent alors se recombiner et le courant d'ionisation calculé est bien celui qui est produit par tous les ions formés.

Boltwood[2] a déterminé l'activité relative du radium et de l'uranium par comparaison directe de l'activité d'une faible quantité de radium à celle d'une pellicule mince d'un poids connu d'U^3O^8. Il a trouvé que le radium (exempt de tous ses produits) est $1,50 \times 10^6$ fois plus actif qu'un poids égal d'uranium. Rutherford[1] a trouvé que le courant dû à l'ionisation d'une pellicule mince de 0,484 milligramme de bromure de radium pur exempt de ses produits actifs était de $8,4 \times 10^{-8}$ ampère mesuré au moyen d'un galvanomètre sensible. En supposant que la moitié des rayons α a été absorbée par la plaque supportant la pellicule, ce nombre correspond à un courant de $5,94 \times 10^{-4}$ ampère pour 1 gramme de radium pur. Nous avons trouvé que le courant dû à l'ionisation totale produite par 1 gramme d'uranium était de $4,61 \times 10^{-10}$ ampère. Il en résulte que l'activité α du radium exempt de ses produits est $1,29 \times 10^{-6}$ fois celle d'un poids égal d'uranium, résultat en bon accord avec celui de Boltwood.

Résumé.

1. — L'uranium peut être facilement débarrassé de toutes les autres substances radioactives.

2. — L'oxyde U^3O^8 de composition parfaitement définie s'obtient rapidement en chauffant à 700° un oxyde d'uranium à l'air.

3. — Les pellicules uniformes de U^3O^8 de 7 centimètres de diamètre pesant 0,6 à 0,8 gramme, ont une activité α définie et constante. Elles peuvent être proposées comme étalons de radioactivité.

4. — Le courant de saturation pour les rayons α pour une telle pellicule étalon a été mesuré en unités absolues et on a pu calculer le courant dû à l'ionisation totale de 1 gramme d'uranium en couche infiniment mince.

Reçu le 14 décembre 1908.

REVUE DES TRAVAUX

REPRODUCTIONS — EXTRAITS — ANALYSES — INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

Radioactivité

Le rayonnement de l'uranium X. — M. Levin. (*Phys. Zeitschr.*, 15 oct. 9 1908, 655). — Levin a déjà montré que l'uranium X possède, outre le rayonnement β et [illegible] un rayonnement γ mou, mais pas de rayonnement α dont le parcours soit supérieur à 2 millimètres. Pourtant les courbes d'ionisation en fonction de la distance présentent au premier abord l'aspect caractéristique des courbes de Bragg (courbes d'ionisation des rayons α) ; elles montent [illegible] un maximum très accusé, puis tombent très brusquement. La non-existence de rayons α a été conclue par [illegible] que les courbes gardent le même caractère [illegible] les conditions expérimentales [illegible] absorbant, ouverture plus ou moins grande du faisceau. Il reste alors à expliquer pourquoi les courbes simulent l'allure des courbes de Bragg, et le présent travail a pour objet de montrer qu'il s'agit d'un effet de diffusion.

Selon qu'on place au-dessus de l'uranium X, pour former l'électrode inférieure de la chambre d'ionisation, une toile métallique à mailles de 1, 0,22 ou 0,05 centimètre, les courbes d'ionisation en fonction de la distance changent beaucoup, à cause de la modification dans les effets de diffusion. Quand l'ouverture des mailles décroît, le maximum des courbes se rapproche de l'origine et en même temps s'accuse de plus en plus. Pour démontrer qu'il ne peut s'agir de rayons α, Levin observe qu'on retrouve les mêmes effets lorsqu'on recouvre la préparation d'une feuille de papier d'étain capable d'arrêter tout le rayonnement α.

D'ailleurs si l'on remplace la toile métallique par une

1. Mémoire J. Amer. Chem. Soc., 27 1905, 402.
2. J. Amer. Chem. Soc., 25 1908, 296.

1. *Phil. Mag.*, 10 1905, 207.

feuille d'aluminium mince qui ne diminuerait que de 1 millimètre le parcours des rayons α, on constate que les courbes changent totalement : le maximum disparaît, il y a décroissance continue avec la distance, cette décroissance étant surtout rapide au début, comme on peut s'y attendre d'après l'existence d'un rayonnement β mou.

Levin conclut que le maximum observé dans les expériences avec toile métallique est dû à la diffusion dans la chambre d'ionisation des ions formés en dehors d'elle. Si un semblable effet n'a jamais été observé avec d'autres produits que l'uranium X, cela tient à ce qu'il est généralement masqué par la présence de rayons α.

Léon Bloch.

Nombre et absorption des particules β émises par le radium. — **W. Makower** (*British Association*, 1908; *Nature*, 79-1908-25). Discussion. Makower trouve que la loi d'absorption, pour le verre, des rayons β émis par les radium B et C est la même que celle trouvée pour l'aluminium par H. W. Schmidt; dans ces deux déterminations on mesure l'ionisation produite par les radiations après passage au travers des différentes épaisseurs de verre; on trouve la même loi quand on mesure la charge reçue par un cylindre isolé, entourant le tube de verre qui contient l'émanation, et qu'on interpose différentes épaisseurs de verre. Il conclut que quand des radiations traversent la matière, l'absorption n'est pas due à une dispersion, mais à un véritable arrêt des particules.

L'expérience donne 4,9 10^{10} pour le nombre de particules β émises par seconde par le radium C en équilibre avec 1 gramme de radium. Rutherford indique que ses considérations théoriques le conduisent pour le nombre de particules émises par les radium B et C à $6,8 \times 10^{10}$ au lieu de 9,8. 10^{10} comme il résulte des expériences de Makower. Pour expliquer ce fait, il faut supposer qu'il n'y a pas simplement une particule α pour une particule β. Mac Clelland croit que la dispersion n'est pas un facteur important, quoique ses récentes expériences montrent qu'il y a une dispersion en même temps qu'une émission de particules secondaires. J.-J. Thomson n'a pas le moindre doute sur ses propres expériences montrant qu'il y a une dispersion importante, et que l'absorption est due à cette divergence. Le sort final d'une particule serait sa fixation, après avoir été d'abord réfléchie à plusieurs reprises. H. A. Wilson croit à la petitesse de la particule α. O. Lodge pense qu'il faut distinguer entre l'absorption par les conducteurs (comme pour les expériences de J. J. Thomson) et l'absorption par les corps non conducteurs (expériences de Makower).

Effet calorifique de la pechblende. — **H.-H. Poole** (*British Association*, 1908; *Nature*, 79-1908-26). — H. H. Poole a déterminé le gradient calorifique d'une pechblende. Il a trouvé un résultat double de celui qu'on peut calculer par la quantité de radium contenue dans la pechblende. Rutherford croit que des réactions chimiques ont pu apporter une certaine quantité de chaleur.

Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives. — **H. W. Schmidt** et **P. Cermak** (*Phys. Zeitsch.*, 9 1908-816). On sait quel désaccord a longtemps régné sur l'importante question de l'influence de la température sur la loi des transformations radioactives. Bronson, Makower, Engler et d'autres sont arrivés à des conclusions contradictoires en recherchant si le chauffage à une température élevée modifie la constante de temps du radium. H. W. Schmidt a montré précédemment que le rayonnement γ du radium C n'est aucunement modifié par chauffage à 1500°.

Avant de refaire de nouvelles expériences pour décider entre les résultats des divers expérimentateurs, il était nécessaire de se rendre compte de la nature des modifications que peut apporter le chauffage à l'activité d'un corps radioactif. Si une modification a lieu, elle peut porter soit sur l'intensité du rayonnement seulement, soit sur la vitesse de désactivation, soit sur les deux à la fois. Une application simple de la théorie des transformations radioactives montre qu'on doit s'attendre à trouver dans les différents cas des discontinuités dans la courbe de désactivation : mais ces discontinuités ne s'accordent bien ni avec les courbes trouvées par Engler ni avec celles de Makower. Schmidt et Cermak pensent donc qu'avant d'admettre un effet réel de la température sur la radioactivité, il faut voir si les apparences observées ne s'expliquent pas par des actions secondaires (modification dans la répartition du rayonnement ou dans la transparence des écrans).

A cause des divergences singulières entre les résultats des physiciens qui ont opéré sur l'activité β et de ceux qui ont opéré sur l'activité γ, on a institué une expérience où le radium, chauffé dans un tube de quartz, agit simultanément sur deux électroscopes : dans l'un parviennent les rayons β, dans l'autre seulement les rayons γ. La dimension et la distance des deux électroscopes sont choisies de façon que leur durée de décharge soit à peu près la même.

Le résultat d'un chauffage à 1350°-1400° est le suivant : l'électroscope β indique une diminution notable, mais passagère, d'activité ; l'électroscope γ ne montre aucun changement. La forme des courbes montre d'ailleurs qu'on ne peut faire appel à aucune des explications suggérées plus haut. Il ne reste qu'une hypothèse possible, celle d'une diffusion de la substance à travers le quartz sous l'effet de la température et en effet on a pu constater que les parois du four étaient devenues nettement actives. Chose curieuse, d'autres tubes de quartz ont présenté des phénomènes assez différents : à la première chauffe aucun des deux électroscopes n'indique de variation, c'est seulement à la longue que le quartz semble s'attaquer et donner lieu à une diffusion partielle. Ces résultats, qui concordent très bien avec différentes observations d'Engler, montrent qu'il ne faut pas pour le moment conclure trop rapidement à une action de la température sur les transformations radioactives : les effets observés semblent plutôt être dus à des modifications dans le pouvoir absorbant du quartz.

Léon Bloch.

Les gaz radioactifs (émanations) appartiennent-ils aux séries de l'argon? — **W. Ramsay** (*British Association*, 1908; *Nature*, 79-25 1908). Discussion. Sir W. Ramsay a examiné les résidus du fractionnement d'une grande quantité d'air liquide dans le but de découvrir de nouveaux éléments. Le résidu final occupant 0,3 centimètre cube a donné un spectre ne différant sous aucun rapport de celui du xénon. Ramsay en conclut que s'il y a dans l'air un constituant plus lourd que le xénon, sa proportion ne dépasse pas 1/25 billionième de la masse totale. Il est probable que les espaces vides correspondants aux poids atomiques 178, 216 et 260 de la table périodique des éléments, correspondent à des émanations instables à savoir, celles du thorium, du radium et de l'actinium.

Rutherford objecte à cette hypothèse, en s'appuyant sur sa théorie de la désintégration de l'uranium et de ses produits successifs, que l'émanation du radium a un poids atomique de 222; mais il n'attache aucune importance à la différence entre ce nombre et 216. On ne peut pas en dire autant pour les autres éléments radioactifs, parce que plus d'une particule α peut être émise à chaque instant. Ruther-

[illegible] que l'actinium appartient à une chaîne latérale; il lui semble peu probable qu'il existe une émanation de poids atomique plus élevé que l'uranium et en conséquence il attribue pas à l'émanation de l'actinium la valeur 260.

S. Russ a comparé récemment les coefficients de diffusion des émanations du thorium et de l'actinium et a trouvé que le poids moléculaire de celle de l'actinium était plus faible que celle du thorium.

Ramsay allègue que Rutherford ne tient pas compte de la production de néon, qui s'expliquerait par la rencontre d'un couple de particules α. Rutherford a démontré, depuis que le néon ne se formait pas dans les conditions indiquées par Ramsay.

Détermination quantitative de l'émanation du radium dans l'atmosphère. — **Georges Ashman** (*Am. Jour. Sc.*, 26 1908 119). — Les premières déterminations quantitatives des émanations radioactives contenues dans l'atmosphère sont dues à Eve[1]. La méthode consistant à mesurer la radioactivité induite sur un fil chargé placé dans un cylindre de volume connu. (Remarquons que cette méthode trouve une application dans la détermination de la conductibilité propre de l'air, parce qu'elle permet le calcul du terme correctif venant de la radioactivité induite sur l'électrode chargée)[2]. Les nombres qu'elle a fournis étant très discordants et variant dans le rapport de 1 à 16, Eve a essayé récemment une autre méthode[3] qui consiste à faire passer l'air sur du charbon de noix de coco qui absorbe l'émanation et la restitue ensuite par chauffage. On peut aussi essayer, et c'est ce qu'a fait l'auteur, de condenser l'émanation dans un serpentin plongé dans l'air liquide. On peut espérer une précision plus grande parce que le passage sur le charbon de noix de coco doit être très lent et que la comparaison avec la quantité absorbée par le charbon quand on fait barboter l'air dans une solution connue de bromure de radium, suppose que l'air enlève toute l'émanation par ce barbotage. La méthode par condensation dans l'air liquide ne paraît devoir entraîner comme erreur systématique que celle qui résulte de la faible tension de vapeur de l'émanation à la température de l'air liquide.

L'air, aspiré au niveau du sol, passe dans des purificateurs contenant KOH en dissolution, SO^4H^2, $CaCl^2$, et KOH solide, puis dans un serpentin en tube de cuivre de $3^{mm},2$ de diamètre extérieur, de $0^{mm},5$ d'épaisseur, immergé dans l'air liquide; le volume intérieur du serpentin est de 75 centimètres cubes. On y fait passer 200 litres d'air en six heures. On laisse ensuite le serpentin se réchauffer et on envoie l'émanation dans un cylindre de laiton étanche, de 1 litre environ, supportant un système de feuilles d'or. Cet électroscope est étalonné en observant la vitesse de décharge quand on introduit dans le cylindre l'émanation provenant d'un minerai contenant une proportion connue d'uranium[4]. On admet que la quantité de radium associée à 1 gramme d'uranium dans un minerai est $5,4 \cdot 10^{-12}$.

Dans quatre expériences différentes, les quantités de radium mesurées pour maintenir dans 1 mètre cube d'air la quantité d'émanation mesurée sont

$$86 \cdot 10^{-12},\ 58 \cdot 10^{-12},\ 45 \cdot 10^{-12},\ 200 \cdot 10^{-12}.$$

[illegible] encore des variations considérables de 1 à 4 entre les quantités obtenues.

[illegible] la méthode se prête à un contrôle intéressant. En mettant en série deux serpentins refroidis comme il vient d'être dit, on constate d'abord que le second ne renferme pas trace d'émanation, puis en les mettant en parallèle on peut s'arranger de manière qu'ils soient traversés par la même masse d'air. Ils fournissent alors le même nombre.

Il semble donc bien établi que les variations constatées sont dues pour la plus grande part, non à des erreurs expérimentales, mais à une variation effective de la teneur de l'atmosphère en émanation. Ces variations sont sans doute sous la dépendance des conditions atmosphériques.

L'étude de la courbe d'activité (faite dans un cas seulement) montre la présence de l'émanation du radium seule. L'émanation du thorium, si elle se trouve dans l'atmosphère, ne peut évidemment arriver jusqu'à l'électroscope à cause de sa rapide décroissance. Louis Dunoyer.

1. [illegible] 10 [illegible] 98
2. Kolz. *Le Radium*, 5-1908-252
3. [illegible] 14 [illegible] 5 1908 54
4. [illegible] 29 [illegible] 40
5. [illegible] 25 1908 296

Observation de la radioactivité de l'atmosphère en ballon libre. — **Flemming** (*Phys. Zeitsch.*, 9 1908 801). — Deux fils métalliques parallèles de 10 mètres de long sont suspendus au ballon et reliés aux deux pôles d'une pile sèche de 2000 volts. Le fil chargé négativement recueille en 1-2 heures une radioactivité induite notable, même à 5000 mètres de hauteur. Des mesures seront faites pour décider si la part prépondérante dans cette activité revient aux produits du radium.

Léon Bloch.

Électronique

Sur les rayons positifs. — **W. Wien** (Würzburg) (*Phys. Zeitschr.*, 9-1908-765). — L'auteur a déjà décrit des expériences d'où il concluait que les centres constitutifs des rayons canaux sont dans un état d'équilibre cinétique, les uns possédant une charge, les autres se trouvant neutralisés pendant une partie de leur parcours; un état de régime finit par s'établir à la suite des collisions. Des expériences nouvelles, faites dans un vide avancé, lui ont permis d'étendre cette conclusion. Il a placé un champ magnétique intense sur le trajet des rayons canaux, soit immédiatement après la cathode, c'est-à-dire à l'endroit même où ils prennent naissance, soit à une distance plus ou moins grande de la cathode. Il a recherché l'effet de ce champ magnétique : 1° sur la quantité totale d'électricité transportée par les rayons canaux; 2° sur l'intensité lumineuse des mêmes rayons. La diminution produite par le champ magnétique sur le transport d'électricité n'est pas toujours proportionnelle à celle que subit l'intensité lumineuse. Ainsi tout près de la cathode le transport d'électricité est fortement réduit par déviation magnétique sans que l'intensité lumineuse se trouve affectée. A grande distance il y a diminution dans les deux effets, et une certaine proportionnalité reparaît. Wien conclut de là que l'électricité est transportée principalement par des centres chargés, par conséquent déviables, alors que la lumière est émise surtout par des centres neutres. L'équilibre cinétique, en vertu duquel les actions électriques et lumineuses sont proportionnelles, est détruit par l'électro-aimant, et ne se rétablit qu'après une distance variable, d'autant plus grande qu'on opère à plus haute tension.

Stark donne une interprétation différente des mêmes phénomènes conforme à sa conception des rayons canaux.

Léon Bloch.

Nouvelles observations sur les rayons canaux en relation avec la théorie du rayonnement de Planck. — **J. Stark** (Greifswald) (*Phys. Zeitschr.*, 9-1908-767-775). — Expériences faites en collaboration

avec W. Steubing sur l'effet Doppler des rayons canaux dans l'hydrogène. On a employé un réseau de Rowland très dispersif.

M. Stark continue à rattacher ses vues à la théorie du rayonnement de Planck, d'après laquelle un résonateur ne peut émettre ou absorber de l'énergie que sous forme discontinue, par quantités élémentaires égales à

$$e = nh\omega \qquad (n = 1, 2, 3 \ldots\ldots)$$

$h = 6,55.10^{-27}$ ergs sec^{-1}, ω est la fréquence de vibration.

Si donc l'énergie des rayons canaux, ou du moins la fraction α de cette énergie qui passe de l'état cinétique à l'état vibratoire pendant les collisions, est inférieure à un minimum $h\omega$, il n'y aura pas émission lumineuse. Celle-ci commencera brusquement quand les rayons canaux auront atteint la vitesse v critique, telle que

$$\alpha \frac{mv^2}{2} = h\omega.$$

C'est l'explication de la zone obscure constatée par Stark et par Paschen dans l'effet Doppler des rayons canaux.

Quand l'énergie cinétique sera assez grande pour qu'il y ait au moment des collisions émission de *deux* éléments d'énergie, la raie déviée dans l'effet Doppler présentera deux maxima d'intensité, qui ont été observés par Stark et par Paschen. Stark est même arrivé avec la raie H_δ, en employant une chute de potentiel supérieure à 3600 volts, à obtenir une répartition des intensités dans l'effet Doppler correspondant à l'émission de *trois* éléments d'énergie. Ce résultat semble à M. Stark très encourageant pour l'application de la théorie de Planck à l'explication des effets photo-électriques et du rayonnement secondaire. Comme l'a indiqué M. Debije, il semble même que la mesure de l'écart des divers maxima présentés par l'effet Doppler conduise à une confirmation quantitative de l'hypothèse de Planck. Léon Bloch.

Nouvelle détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques. — J. Classen (Hambourg) (*Phys.*

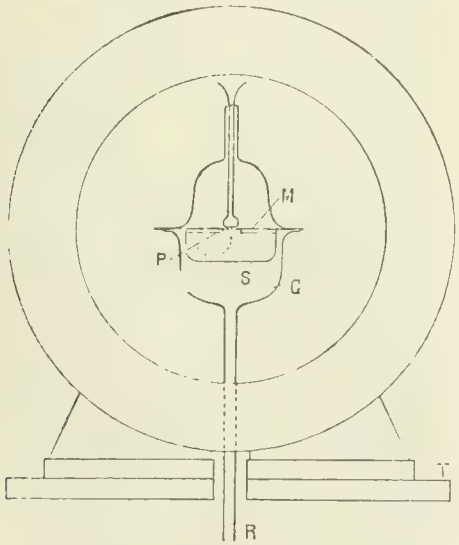


Fig. 1.

Zeitschr., 9 (1908) 762). Le dispositif employé se caractérise par deux points. Le champ magnétique, obtenu par l'emploi de deux solénoïdes de Helmholtz, est constant à un millième près dans une région de 5 centimètres sur 4 centimètres : c'est dans cette région que sont produits les rayons cathodiques. En second lieu la distance sur laquelle se fait la chute de potentiel cathodique est rendue aussi petite que possible (1 mm.), de sorte que les rayons possèdent dès leur entrée dans le champ magnétique leur vitesse définitive.

La figure ci-jointe montre le schéma du dispositif. Une cathode de Wehnelt chauffée de l'extérieur fait face à une lame métallique M percée d'un trou et jouant le rôle d'anode. Immédiatement derrière celle-ci vient la plaque photographique, de forme annulaire, sur laquelle les rayons cathodiques viennent faire impression. On fait des expositions de deux secondes dans deux positions perpendiculaires du champ magnétique.

Les équations classiques qui font connaître le rapport $\frac{e}{m}$ sont :

$$eV = \frac{1}{2} mv^2 \qquad \text{et} \qquad evH = \frac{mv}{R}$$

Comme moyenne de 17 déterminations on a trouvé :

$$\frac{e}{m} = 1,774.10^7.$$

Avec une erreur probable de quelques unités du dernier ordre. Léon Bloch.

Mesures sur les rayons Becquerel. — Confirmation expérimentale de la théorie de Lorentz-Einstein. — A.-H. Bucherer (Bonn) (*Phys. Zeitsch.*, 9 (1908) 755-762). Ce travail est très important à la fois au point de vue théorique et au point de vue expérimental. Il a pour objet de décider entre les deux théories électroniques les plus accréditées de nos jours, théorie de Lorentz-Einstein (électron déformable) et théorie d'Abraham (électron rigide). Les expériences permettent aussi de contrôler la théorie moins souvent admise de Bucherer-Langevin (électron à volume constant).

Il s'agit en somme d'expériences du même type que les célèbres expériences de Kaufmann, c'est-à-dire de mesures de déviations électrique et magnétique des rayons β. Ces mesures se font par la méthode photographique, et la courbe inscrite sur le cliché donne directement les valeurs du rapport $\frac{e}{m}$ correspondant à différentes valeurs de la vitesse v. Seulement, et c'est ici le point original des expériences de Bucherer, les rayons déviés forment des angles variables avec la direction du champ magnétique. Grâce à ce fait, on peut, avec un seul cliché, décider entre les diverses théories électroniques.

Le principe de la méthode est le suivant : Un grain de fluorure de radium (ce sel est plus actif de moitié que le bromure) est placé au centre d'un condensateur plan formé de deux disques de 8 centimètres de diamètre, et distants de $0^{mm}25$ seulement. Ce condensateur est enfermé dans une boîte cylindrique étanche de 16 centimètres de diamètre dont la paroi latérale porte une pellicule photographique. Le tout est mis dans un solénoïde de section rectangulaire adaptée à la boîte. Cette dernière est construite avec une grande précision mécanique, et on y fait le vide avec la pompe Gæde.

Le champ magnétique H, parallèle aux plateaux du condensateur, produit sur les rayons β une action opposée à celle du champ électrique F. Il y a compensation pour les rayons dont la vitesse v et l'angle d'émission α sont reliés par la formule

$$v = \frac{F}{H \sin \alpha}$$

Ces rayons sortent seuls du condensateur et viennent

[illegible] la pellicule photographique après avoir subi en dehors du condensateur une déviation purement magné-

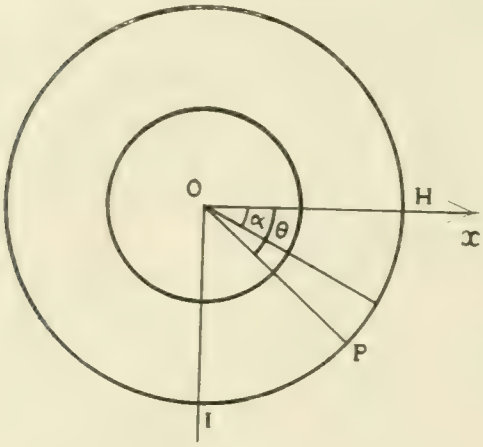


Fig. 1.

tique facile à calculer. La courbe photographique, comme le montre M. Bucherer par un calcul simple, fournit aisément les valeurs de $\frac{e}{m}$ correspondant à chaque valeur de x, et il devient possible de vérifier si l'on obtient une meilleure constance du rapport $\frac{e}{m_0}$ lim $v = 0$ par l'hypothèse de Lorentz-Einstein, savoir :

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}\frac{1-\beta^2}{\sqrt{\beta}} \qquad \beta = \frac{v}{V}$$

ou par celle d'Abraham, de forme un peu plus compliquée.

Les conditions expérimentales ont été choisies de façon à faire porter les mesures sur les rayons β de vitesse modérée et faible $\frac{1}{5}$ de la vitesse de la lumière, car les erreurs expérimentales sont ainsi réduites au minimum, et d'ailleurs c'est dans ce domaine de vitesses que les différentes théories présentent des divergences notables. Le mémoire donne les indications précises des dimensions, de l'étalonnage et des constantes de l'appareil.

Le résultat des expériences est contenu dans le tableau suivant où β désigne le rapport $\frac{v}{V}$, H le champ magnétique en gauss, Z la déviation en mm. et où l'on a mis dans les deux dernières colonnes les valeurs calculées de $\frac{e}{m_0}$ d'après Lorentz et d'après Abraham-Maxwell.

[illegible]	H	Z	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	16,57	[illegible]	[illegible]
[illegible]	115,76	[illegible]	1,706	1,678
[illegible]	[illegible]	15,50	1,706	[illegible]
[illegible]	[illegible]	10,18	1,704	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

On sait tout de suite que la théorie de Lorentz donne

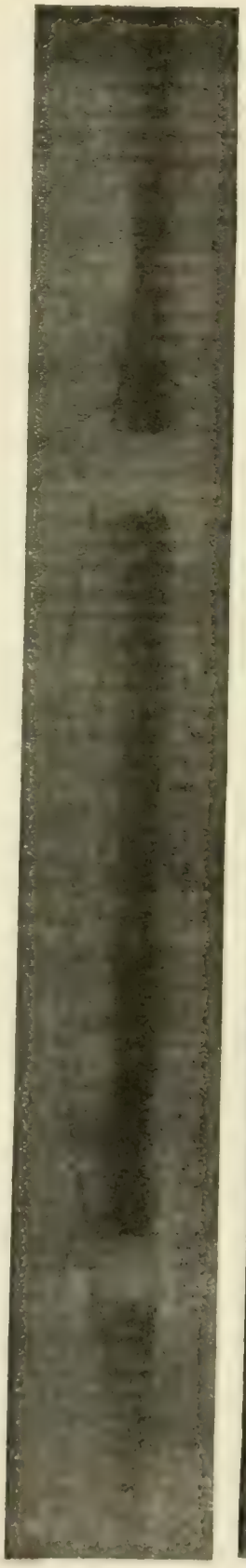


Fig. 2.

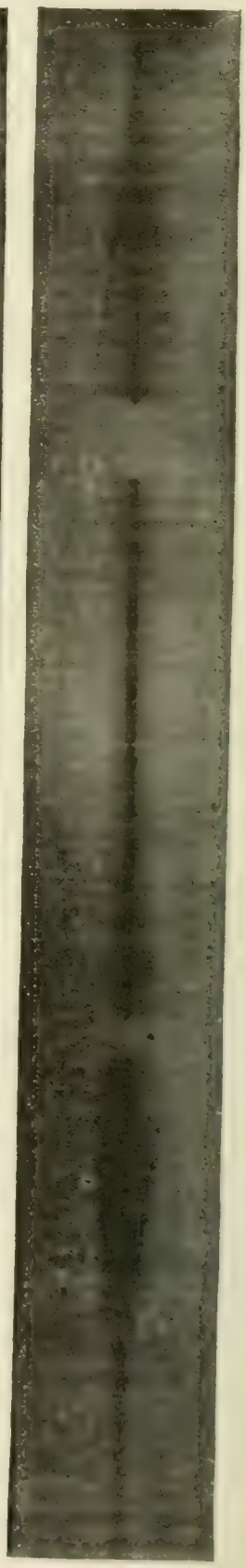


Fig. 3.

une constance presque parfaite du rapport $\frac{e}{m_0}$, bien supérieure à ce qu'on trouve dans l'hypothèse d'Abraham. On peut considérer ce résultat comme la démonstration expérimentale du principe de relativité[1].

Cette communication a été faite au Congrès des naturalistes et médecins allemands à Cologne (20-26 sept. 1908). A la discussion qui a suivi ont pris part Bestelmeyer, Wien et Minkowski. La principale objection qui a été faite porte sur l'effet perturbateur pouvant être dû à des rayons n'ayant pas traversé le condensateur rigoureusement en ligne droite. M. Bucherer répond à cette objection. Les clichés qu'il a obtenus montrent que ces rayons sont sans influence. Ces clichés sont reproduits ci-contre. Léon Brock.

Sur le rapport de la charge à la masse des électrons : Comparaison des valeurs déduites de l'étude du phénomène de Zeeman et de mesures récentes sur les rayons cathodiques. — A. Cotton et P. Weiss (*C. R. Ac. des Sc.*-147-1908-968-970). — Toutes les raies des métaux du deuxième groupe de Mendeleef qui appartiennent (comme les trois raies bleues du zinc) aux *deuxièmes séries secondaires*, se décomposent dans un champ magnétique de telle sorte que la différence des fréquences des composantes *extrêmes* est la même pour toutes ces raies. Une constante unique $k = \frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2}$ suffit pour définir complètement dans tous ces cas la grandeur du phénomène de Zeeman (Runge et Paschen). Nos mesures sur le changement magnétique des raies du zinc[2] nous ont donné pour k, en unités C.G.S., la valeur $1,875 \times 10^{-4}$ notablement plus grande que celle admise alors[3]. L'application du calcul élémentaire de Lorentz à celles de ces raies qui deviennent dans le champ magnétique des triplets purs, donnerait pour le rapport de la charge à la masse d'un électron, en unités électromagnétiques,

$$\frac{e}{m} = 2\pi ck = 3,554 \times 10^7 \times 2 = 1,767 \times 10^7$$

Nous remarquions alors que ce nombre, qui nous paraissait comporter une erreur relative inférieure à 1 pour 100, était bien du même ordre de grandeur, mais ne semblait avoir aucune relation simple avec la valeur déduite des recherches sur les rayons cathodiques. A la suite de plusieurs mesures concordantes faites sur ces rayons, on admettait en effet à ce moment la valeur $1,878 \times 10^7$.

Or M. Classen vient de publier[4] les résultats d'une nouvelle mesure faite avec des rayons cathodiques de faible vitesse. Comme Bestelmeyer[5], il conclut que la valeur admise était trop forte, et il obtient

$$\frac{e}{m} = 1,775 \times 10^7.$$

Ce nombre est, à quelques millièmes près, la moitié de celui que nous déduisions de l'effet Zeeman : en d'autres termes, pour toutes les raies de ces deuxièmes séries secondaires, l'écart entre les composantes latérales est exactement double de celui calculé en partant de l'étude des rayons cathodiques[1].

D'autre part, M. Lohmann a étudié récemment[2] les raies du spectre visible de l'*hélium* qui se rattachent à plusieurs séries. Elles donnent toutes dans le champ magnétique des triplets purs qui ont le même écart dans l'échelle des fréquences. M. Lohmann, ayant mesuré directement les champs qu'il employait, a donné la constante k relative à ces raies. Le résultat est $k = 0,94 \times 10^{-4}$: *c'est la moitié de la valeur que nous avions trouvée pour le zinc*. On en déduit $\frac{e}{m} = 1,77 \times 10^7$, c'est-à-dire la valeur de Classen. En d'autres termes, les raies de l'hélium donnent des triplets dont l'écart est précisément celui prévu par la théorie de Lorentz et par les expériences sur les rayons cathodiques. Elles fournissent ce triplet *normal* qu'on a cherché en vain dans les raies non sériées qui donnent, comme on sait, des triplets *purs*.

Si cette concordance numérique remarquable, que l'on constate aujourd'hui, est confirmée par les recherches ultérieures, le lien que la théorie des électrons établit entre des phénomènes en apparence si différents semblera encore plus étroit.

L'influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence. — H. du Bois et **G.-J. Elias** (*Ann. der Phys.*, 27-1908-235). — Dans ce mémoire se trouve rassemblée une foule de données, résultats d'un travail expérimental très considérable sur les propriétés optiques et magnéto-optiques d'un grand nombre de corps, appartenant aux 4 groupes paramagnétiques[3] (1° oxygène; 2° métaux du groupe du fer; 3° métaux des terres rares; 4° groupe de l'uranium), qui seuls, parmi les corps inorganiques, présentent des spectres d'absorption sélective nets. Les champs magnétiques utilisés vont jusqu'à 42000 gauss, les températures varient de celle de l'air liquide (— 190°) à + 300°.

Nous ne pouvons que résumer les résultats principaux du travail.

1° L'*influence de la température* sur les bandes d'absorption est très variable. Suivant les corps, un abaissement de température renforce ou affaiblit, élargit ou rétrécit, rend nettes ou diffuses les bandes d'absorption. Il peut même les déplacer (en général vers le violet). La loi que Jean Becquerel avait trouvée, et d'après laquelle la largeur des bandes est proportionnelle à la racine carrée de la température absolue[4], n'est vérifiée que par exception. Souvent les variations se produisent brusquement dans un faible intervalle de températures.

2° L'*action du champ magnétique* est également très complexe et variable. Les auteurs distinguent 16 types principaux dont les quatre derniers appartiennent au groupe des phénomènes de Zeeman. Les phénomènes dépendent de la position du champ par rapport aux axes de symétrie des cristaux.

Dans le cas des cristaux uniaxes, lorsque l'axe optique, la direction du champ et celle des rayons lumineux sont confondus, on observe souvent comme dans le cas des gaz un doublet polarisé circulairement; la polarisation circulaire peut être soit normale, soit anormale (comparer les résul-

1. La valeur 1,705 doit être corrigée de l'effet des bords du condensateur et remplacée comme l'a fait voir une expérience avec anneau de garde par la valeur 1,750.

2. *Journal de Physique*, 6-1907-429. — Note préliminaire *Comptes rendus*, 144-1907-150 et 228.

3. On admettait 1,815. Peu après notre travail, Mlle Stettenheimer a donné une valeur 1,901, voisine de la notre (écart 1,4 pour 100). *Annalen der Physik*, 24-1907-584.

4. *Physikalische Zeitschrift*, 9-1908-765. Les rayons étaient obtenus avec 1000 volts; le rapport trouvé avec 4000 volts différait de quelques millièmes de la valeur indiquée.

5. Bestelmeyer (*Annalen der Physik*, 22-1907-429) obtenait environ $1,72 \times 10^7$.

1. M. W. Ritz a proposé une explication théorique de ce rapport simple (*Annalen der Physik*, 25-1908-660).

2. *Physik. Zeitschrift* 9-1908-147.

3. Voir le mémoire des auteurs, analysé dans *le Radium* 5-1908-179.

4. *Le Radium*, 4-1907-528.

tats de J. Becquerel et A. Dufour) : il peut même arriver que chacune des composantes du doublet ne soit qu'en partie polarisée circulairement (spectre de fluorescence du rubis).

Voici quelques exemples de corps étudiés avec un soin particulier : rubis (spectre de fluorescence à — 190°), spectre d'absorption entre — 190° et — 300°, sulfate, nitrate de néodyme, nitrates complexes de néodyme et de métaux communs ; bastnesite (fluocarbonate de cérium), husakite (sulfato-phosphate d'ytterbium, erbium et gadolinium, etc.).

Conclusions générales : L'effet Zeeman ne semble pas en général indépendant de la température et de l'anion.

L'effet se produit surtout pour des solutions solides, cristallines, étendues, telles qu'on les trouve dans beaucoup de pierres précieuses et de minéraux rares.

Les valeurs de $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ varient considérablement, mais sont de l'ordre de 10^{-4} cm. pour les champs utilisés (40 000 gauss). Le rouge et l'orangé sont particulièrement commodes pour les mesures.

Plusieurs sels doubles de chrome et de potassium présentent à — 190° un élargissement des bandes dans des champs puissants.

Les bandes d'absorption rouges du rubis deviennent, suivant l'orientation, sous l'influence des champs longitudinaux et transversaux, des triplets et des quadruplets.

Les bandes de fluorescence correspondantes se comportent absolument de même, sauf en ce qui concerne l'état de polarisation.

Les combinaisons des terres rares, en particulier les nitrates, fournissent le plus grand nombre de cas d'effet Zeeman.

E. Bauer.

Émission de lumière polarisée par un gaz fluorescent. — R. W. Wood. (*Phys. Zeitsch.*, **9**-1908-570). — On sait que Wood est parvenu récemment à mettre en évidence un phénomène longtemps cherché avant lui, la polarisation de la lumière émise par un gaz fluorescent. Il a trouvé une polarisation partielle de 30 pour 100 environ dans le cas de la vapeur de sodium ou de potassium. L'artifice qu'il a employé avec succès est la substitution d'une lame de Savart au prisme de Rochon ou au nicol dont on se servait avant lui. La lame de Savart permet de déceler une polarisation partielle de 2 pour 100 environ, tandis que les prismes biréfringents ne sont sensibles qu'à une polarisation 10 fois plus grande. Les premières mesures ont été faites avec une lumière excitatrice polarisée dans le plan vertical, elles ont donné une polarisation atteignant 30 pour 100 à la température d'apparition de la fluorescence verte du sodium. En lumière naturelle, la fluorescence est encore polarisée, mais dans une proportion moitié moindre.

Afin d'expliquer pourquoi la polarisation est seulement partielle, Wood a recherché si elle est la même pour les différentes raies de fluorescence excitées par une onde monochromatique donnée, ou si elle n'est pas plus complète pour les raies les plus voisines de la longueur d'onde d'excitation. Le résultat a été le suivant : l'état de polarisation est le même pour toutes les raies du spectre de fluorescence, les raies D sont polarisées au même degré que les autres.

L'introduction d'une quantité d'azote suffisante pour élever la pression à 12 millimètres n'a rien changé aux phénomènes de polarisation. Ceux-ci ne semblent donc pas dépendre de la densité ni des chocs moléculaires. La seule cause dépendante dont M. Wood admet l'influence est la température. Celle-ci agit par la vitesse de rotation imprimée aux molécules. A cause de cette rotation on peut considérer l'électron comme soumis à des liaisons intramoléculaires qui l'empêchent de suivre à tout instant la direction de la force électrique incidente. Un calcul de moyennes fait prévoir une polarisation partielle analogue à celle qu'on observe.

M. Wood indique une application possible de ses recherches à l'étude de la couronne solaire. L'état de polarisation et la température de la couronne solaire laissent place à l'hypothèse qu'elle est une masse gazeuse lumineuse par fluorescence.

Léon Bloch.

La fluorescence polarisée de vapeurs métalliques et la couronne solaire. — R. W. Wood (*Astrophys. Journal*, **28**-1908-75-78). — La présence de lumière polarisée radialement dans la couronne solaire, a fait penser qu'une partie au moins de la lumière qu'elle émet est simplement de la lumière envoyée par la photosphère et dispersée par de très petites particules. Il est vrai qu'alors on devrait observer les raies de Frauenhofer dans le spectre de la couronne, ce qui n'est pas. Pour expliquer l'absence de ces lignes on a invoqué une émission produite par des particules liquides ou solides incandescentes ; mais une telle émission comporterait des ondes de grande longueur (non polarisées), que l'observation ne donne pas.

En somme aucune des diverses hypothèses proposées pour la constitution de la couronne et la cause de la lumière qu'elle émet n'explique les phénomènes d'une manière satisfaisante.

Wood a trouvé que la vapeur de sodium, de potassium ou d'iode, rendue fluorescente par le faisceau intense issu d'un arc, est polarisée[1]. En observant cette fluorescence par un tube perpendiculaire à celui par lequel arrive le faisceau excitateur, on trouve une proportion de lumière polarisée de 30 pour 100 quand le faisceau excitateur est polarisé rectilignement, de 15 pour 100 quand ce faisceau n'est pas polarisé. M. Wood attribue la divergence entre ce dernier nombre et la proportion de lumière polarisée dans la couronne (11 pour 100) à la convergence de la lumière issue de la photosphère, plus grande, pour un point situé à un diamètre solaire du centre du soleil, que dans l'expérience réalisée.

S'il en était ainsi, on pourrait penser que les lignes coronales vertes, ainsi que les autres lignes brillantes qui ont été observées dans le spectre de la couronne, et que l'on n'a pu identifier avec les raies d'émission d'aucun corps connu, sont des raies de fluorescence de vapeurs non encore étudiées à ce point de vue. C'est là évidemment une remarque d'un grand intérêt.

On s'expliquerait aussi l'absence de grandes longueurs d'onde, le spectre de fluorescence de la vapeur de sodium, par exemple, paraissant peu s'étendre du côté du rouge.

Enfin sir Norman Lockyer a fait, avec un instrument de faible dispersion, une observation du spectre de la couronne lors de l'éclipse de 1882 en Egypte, d'après laquelle ce spectre lui a paru, non pas continu, comme celui de la chaux incandescente, mais sillonné de *nervures* comme s'il était la superposition d'un grand nombre de spectres de bandes. Cette description semble assez en harmonie avec les résultats découverts par Wood[2].

Louis Dunoyer.

Recherche spectroscopique des champs magnétiques sur le soleil. — P. Zeeman (*Phys. Zeitsch.*, **9**-1908-854). — Cette communication, faite au Congrès

1. *Le Radium*, **5**-1908-348.
2. *Le Radium*, **5**-1908-267, Le spectre de résonance de la vapeur de sodium.

des Naturalistes allemands, est relative à une découverte très importante faite par le professeur Hale (observatoire du Mont Wilson, Californie), celle du *phénomène de Zeeman sur le soleil*. Les taches solaires présentent le phénomène de Zeeman longitudinal ou transversal selon qu'on les observe vers le milieu du disque solaire ou sur les bords. Le phénomène de Zeeman longitudinal change de signe avec le sens de rotation des tourbillons qui environnent les taches. Il ressort de là avec une très grande probabilité que le soleil est le siège de courants solénoïdaux intenses (transportés sans doute par les électrons) et pouvant donner naissance à des champs magnétiques de l'ordre de 5000 gauss. Nous n'avons pas besoin d'insister sur la haute portée de ces résultats en physique cosmique et dans la théorie des perturbations du magnétisme terrestre.

Léon Bloch.

Absorption par une vapeur incandescente dans le champ magnétique sous différents azimuts. — **O. M. Corbino** (*Phys. Zeitschr.*, 9 1908 665). L'auteur a montré dans un précédent mémoire, repris et discuté par Laue, que, pour rendre le phénomène de Zeeman compatible avec le principe de Carnot, il fallait admettre soit que l'émission totale est moindre dans le sens des lignes de force que dans le sens perpendiculaire, soit que la répartition des intensités dans le triplet normal est toute différente de la répartition admise généralement, l'intensité de la raie médiane devant se réduire à zéro. La seconde hypothèse est évidemment inadmissible, l'autre ne s'était pas trouvée confirmée par des expériences faites autrefois par l'auteur d'une façon assez grossière au laboratoire de Messine. M. Corbino en avait conclu que l'émission lumineuse des sources présentant le phénomène de Zeeman échappe aux lois de la thermodynamique. C'est un rayonnement par luminescence.

M. Corbino revient aujourd'hui sur cette conclusion. Il a fait des expériences plus précises en recevant sur la fente d'un spectroscope simultanément les deux images émises par une source lumineuse parallèlement et normalement aux lignes de force. Les deux faisceaux traversent, le premier un système de deux nicols, l'autre un nicol seulement. Le système des deux nicols sert à régler à l'égalité l'éclairement des deux plages. Si alors on excite le champ, l'égalité disparaît, le faisceau normal devient le plus intense. Il faut pourtant pour qu'il en soit ainsi placer le nicol intercalé sur ce faisceau de façon à laisser passage aux vibrations verticales. C'est donc le faisceau polarisé verticalement qui augmente d'intensité dans le champ magnétique. Ainsi se trouve établie expérimentalement l'inégalité d'émission lumineuse dans les deux sens et rétabli l'accord entre le phénomène de Zeeman et le principe de Carnot.

M. Corbino montre le lien qui existe entre l'expérience décrite ci-dessus et l'expérience classique d'Egoroff et Georgiewski. Il la rapproche aussi de certaines expériences de Gouy.

Léon Bloch.

Le phénomène de Zeeman et le deuxième principe de la Thermodynamique. — **M. Laue** (*Phys. Zeitsch.*, 9-1908 618). Les considérations développées ici se rattachent à un mémoire récent de Corbino, qui a été signalé dans ce Journal. Laue démontre, en s'appuyant sur les théories de Voigt, que le phénomène de Zeeman n'est pas contraire au principe de Carnot. Il reste d'ailleurs douteux que ce principe soit applicable dans ce cas. Nous nous permettons de rappeler qu'une question extrêmement voisine de celle qui préoccupe MM. Corbino et Laue a été discutée et, semble-t-il, résolue par Lord Rayleigh[1].

Léon Bloch.

1. *Scientific Papers*.

Sur les rayons cathodiques et les rayons canaux émis par les cathodes creuses. — **Jakob Kunz** (*Phil Mag.*, **15** 161-189 1908). — Série d'expériences entreprises et conduites dans le but de déterminer la nature des rayons décrits par Goldstein dans son mémoire « Sur le groupe des rayons canaux » (*Verh. d. Deutsch. Phys. Gesell.*, 1902, p. 258). L'auteur donne un grand nombre de dessins montrant les divers aspects obtenus avec des cathodes de formes variées et qu'il nous est impossible de reproduire ici. Les rayons canaux émis par ces cathodes creuses (tubes, plans parallèles, etc.) sont les prolongements des trajectoires des charges positives qui proviennent du gaz et se dirigent vers la cathode.

M. Moulin.

Mesures de potentiel dans l'espace cathodique obscur de tubes à cathodes d'oxydes incandescents. — **W. Westphal** (*Ann. der Phys.*, 27-1908 571). — Les mesures se font au moyen d'une sonde mobile grâce à un dispositif barométrique ; la cathode est une lame de platine portée au rouge par un courant électrique et sur laquelle se trouve une petite tache circulaire d'oxyde alcalino-terreux. A mesure que la température de la cathode s'élève, et en même temps que la chute de potentiel décroît, la courbe du potentiel en fonction de la distance à la cathode tend de plus en plus à se rapprocher de deux droites se raccordant en un point anguleux. Ce point correspond très nettement à la frontière qui sépare l'espace obscur de la gaine.

Les courbes équipotentielles ont à peu près la même forme que pour les cathodes obscures. Enfin l'étude photographique de la trajectoire des rayons émis par la cathode, dans un champ magnétique uniforme permet de calculer approximativement la répartition du champ électrique et montrent que les mesures au moyen de sondes ne sont pas entachées d'erreurs graves.

E. Bauer.

Sur la vitesse initiale des électrons dans l'effet photoélectrique. — **E. Ladenburg** et **K. Markau** (*Phys. Zeitsch.* 9-1908-821). — E. Ladenburg a montré précédemment que la vitesse initiale des électrons libérés par la lumière ultra-violette est fonction de la longueur d'onde employée. Le potentiel auquel s'élève spontanément une lame métallique éclairée dans le vide croît avec la fréquence, il y a sensiblement proportionnalité entre celle-ci et la racine carrée du potentiel, c'est-à-dire la vitesse d'émission maximum.

Ce résultat peut s'interpréter de deux façons. Ou bien, pour une longueur d'onde donnée, il y a émission d'électrons possédant toutes les vitesses possibles entre 0 et un maximum, ou il n'y a émission que d'électrons possédant la vitesse maximum. Cette dernière façon de voir est plus conforme à l'hypothèse d'une résonance.

C'est celle qu'adoptent les auteurs, à la suite d'expériences du type suivant : on éclaire une lame métallique avec un faisceau de lumière appartenant à un domaine spectral bien défini, et on trace la courbe représentative des potentiels que prend la lame lorsqu'on la place dans un champ variable (en intensité et en signe). Les courbes obtenues montrent qu'à chaque domaine spectral, dans l'ultraviolet (entre 200 $\mu\mu$ et 260 $\mu\mu$) correspond une vitesse d'émission des électrons appartenant elle-même à un domaine bien défini. Chaque longueur d'onde ne libère pas des électrons de toute vitesse, mais seulement des électrons dont la vitesse est répartie autour d'une vitesse moyenne, caractéristique de la longueur d'onde en question. Cette vitesse, comme l'avait déjà signalé Ladenburg, augmente quand la fréquence augmente, ce qui vient à l'appui d'une explication des effets photoélectriques par des phénomènes de résonance.

Léon Bloch.

Recherches sur l'effet photo-électrique dans les liquides colorants. — A. Goldmann (*Ann. der. Phys.*, 27 [4], 1908). — Nichols et Merritt[1] découvrirent que les solutions alcooliques de matières colorantes fluorescentes diminuent de résistance sous l'influence de la lumière. L'auteur, en reprenant avec soin les expériences, trouva que les effets observés ne sont pas dus à une variation de résistance, mais à une force électromotrice se produisant dans la couche liquide qui est en contact avec les électrodes. En effet, les résultats des expériences sont toujours négatifs, tant que l'on éclaire le liquide seul loin des électrodes. La production d'une force électromotrice par la lumière a lieu non seulement pour des liquides fluorescents, mais pour toute matière colorante possédant une bande d'absorption intense. Ce sont les rayons de la longueur d'onde absorbée par le colorant qui donnent l'effet de beaucoup le plus considérable.

Dans le cas de l'éosine, lorsqu'on éclaire une seule électrode, elle fonctionne comme anode. Le courant est proportionnel à l'éclairement, et sensiblement indépendant de la résistance du circuit. Le potentiel en circuit ouvert est indépendant de l'éclairement. Tout se passe, d'après l'auteur, comme si la lumière libérait au voisinage de l'électrode un nombre de charges électriques (électrons?) proportionnel à l'éclairement et à la surface. E. Bauer.

Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium. — Fleming (*Phys. Soc., of London*, nov. 1908). — L'auteur a étudié quelques cas d'émission d'électrons différents de ceux de l'incandescence des métaux ou du charbon, dans le but de déterminer la limite de ce qu'on pouvait atteindre dans cette voie pour le redressement des courants de haute fréquence.

On sait que sous l'action de la lumière ordinaire et de la lumière ultra-violette, les métaux électro-positifs perdent des charges négatives et que cet effet est particulièrement marqué dans les cas du rubidium, du potassium et de l'alliage liquide potassium-sodium.

Un dispositif spécial permet d'avoir une surface parfaitement propre de l'alliage liquide potassium-sodium, au-dessus de laquelle est fixée dans une position inclinée une lame de platine. Deux fils de platine, mis en contact respectivement avec l'alliage et la lame, sont reliés à un galvanomètre. Quand la surface de l'alliage est éclairée par une puissante source de lumière, on constate la production d'un courant dans le circuit dû à l'action de la lumière, et par une méthode de compensation on trouve qu'il s'est produit, dans l'élément photoélectrique, une force électromotrice de 0,4 à 0,8 volt.

L'effet photoélectrique dépend dans une large mesure de la couleur de la lumière et spécialement de celle qui est absorbée par l'alliage; dans le cas de l'alliage potassium-sodium avec excès de potassium, les radiations les plus efficaces sont les rayons violets qui peuvent traverser le verre de quartz, mais une lame très mince de verre jaune supprime complètement le phénomène. L'auteur a fait tomber sur la surface de l'alliage un puissant rayon de lumière polarisée au moyen de Nicol et a constaté que la force photo-électro-motrice produite était maximum quand le plan de polarisation du rayon était perpendiculaire au plan d'incidence de la lumière, ce qui montre que l'effet maximum de la lumière a lieu quand le vecteur électrique de la lumière est perpendiculaire à la surface de l'alliage, et [illegible] maximum à 90 degrés.

L'effet photoélectrique est considérablement affaibli par la présence d'un champ magnétique même faible, parallèle à la surface de l'alliage. Fleming a obtenu, au moyen de deux éléments couplés en série, une force photoélectromotrice double et a indiqué la possibilité de faire une batterie à haut voltage par action de la lumière sur une surface de rubidium. Les éléments ont plus ou moins de conductivité unilatérale et peuvent par conséquent être employés pour redresser les courants de haute fréquence; mais le résultat est au-dessous de celui qu'on obtient au moyen des soupapes de l'auteur et en particulier de son dernier type[1].

Il semble que la force photo-électromotrice n'est pas créée de la même façon que la force électromotrice de contact de Volta dans un circuit, mais résulte de l'absorption de la lumière par la surface sensible. Ce sont toujours les radiations capables de créer l'effet photoélectrique qui sont émises par la substance, soit par incandescence ou tout autre moyen : ainsi le zinc est photoélectrique sous l'influence de la lumière ultra-violette; or c'est de la lumière ultra-violette qui est émise quand on fait éclater une étincelle entre deux sphères de zinc, ou un arc entre deux bâtons de zinc. Les effets photoélectriques dans le cas du potassium sont probablement dus à l'absorption de la lumière ultra-violette, qu'il est capable d'émettre quand on le chauffe.

Décharge de l'électricité par le charbon incandescent. — J.-A. Pollock et A.-B.-B. Ranclaud (*Royal Society New. South Wales.*, septembre 1908). Les auteurs ont étudié l'émission d'électricité négative par le charbon porté à haute température, dans un circuit comportant une coupure atteignant une longueur de 3 millimètres, entre deux crayons de charbon, l'un chaud et l'autre froid. Ils ont fait varier la température du charbon chaud de 1100° C. à 1800° C., et ont employé des voltages variables limités à la production d'un arc; ils ont opéré dans l'air et à la pression ordinaire. Le phénomène semble s'expliquer par le développement de l'arc provenant de la décharge obscure. La chute de potentiel à la surface du charbon chauffé, et qui est due à la projection d'électrons, varie de 1,1 volt à 1500° absolus à 16,7 volts à 5690° absolus. On déduit de ces valeurs le nombre 10^8 cent. par seconde pour la vitesse de projection des électrons.

Potentiels explosifs minimums. — John E. Almy (*Phil. Mag.*, 16 [1908], 456-462). — Les résultats obtenus par Earhart, Shaw, Hobbs et par Kinsley semblent montrer que, pour de très faibles distances, la décharge entre pointes peut se produire au-dessous du potentiel explosif minimum, contrairement aux résultats de Carr.

L'auteur reprenant ces recherches a remarqué qu'avec un support insuffisamment rigide les pointes peuvent se rapprocher sous l'influence de l'attraction électrostatique et venir au contact; dans ce cas, le potentiel nécessaire pour faire passer la décharge aux petites distances serait fonction du diamètre des électrodes.

Les électrodes (petites boules de platine obtenues en fondant un fil de platine fin ou aiguilles d'acier) ont été montées le plus rigidement possible sur un interféromètre. On mesure la distance à l'aide de cet interféromètre, la distance nulle étant déterminée par le court circuit avec un voltmètre et 10 ou 20 volts en circuit (avec une f. é. m. plus faible, les résultats sont irréguliers). On écarte par échelons de 0,1 longueur d'onde du sodium et on ferme chaque fois le circuit, jusqu'à ce que le court circuit n'existe plus. On écarte de quelques longueurs d'ondes et on établit une différence de potentiel un peu inférieure à la différence de potentiel disruptive minima pendant un un temps suffisant. Si aucune décharge n'a lieu, on rap

[1] *Phys. Review*, 19 [1904].

[1] *Le Radium*, 3 [1906], 188-189.

proche d'une longueur d'onde, on essaie de nouveau et ainsi de suite. Quand la distance est devenue très petite, on reprend le contact avec les 10 volts en circuit. On recommence avec différents potentiels.

Pour des distances supérieures à 0,5 longueurs d'onde du sodium, c'est à dire 0,0000177 centimètre, un potentiel de 550 volts est insuffisant pour produire une décharge à travers l'air à la pression atmosphérique, alors que 560 volts sont suffisants.

En examinant la décharge au microscope (grossissement 500), on voit que l'une des électrodes est entourée par la décharge comme une cathode dans un tube à basse pression, quand le potentiel est voisin du potentiel minimum.

Avec des potentiels plus élevés, la décharge est plus resserrée et se fait sous forme d'arc.

Au point de vue des expériences d'Earhart et de Shaw sur la décharge dans les liquides diélectriques, l'auteur fait remarquer que ces expérimentateurs ne semblent pas avoir pris de précautions pour assurer l'absence de particules étrangères dans le liquide, la présence de telles particules devant conduire nécessairement à des résultats différents de ceux que l'on obtiendrait avec un liquide pur.

M. Mouren.

La constitution de l'étincelle électrique. — **T. Royds** (*Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 208-255, 1908). M. Royds s'est proposé de reprendre avec un appareil de plus grande dispersion et de pouvoir résolvant plus grand les expériences exécutées sur la constitution de l'étincelle par MM. Schuster et Hemsalech en 1899. Le principe de la méthode est le même : on forme sur une pellicule photographique, en mouvement de rotation rapide (vitesse linéaire 90 mètres par seconde environ), l'image spectrale d'une fente sur laquelle est projetée l'image de l'étincelle fournie par une machine Wimshurst. Une capacité additionnelle et un réglage convenable de la vitesse de la machine permettent un bon espacement des étincelles.

MM. Schuster et Hemsalech[1] avaient déjà constaté que sur la pellicule en mouvement les raies, de l'air sont droites tandis que celles des vapeurs métalliques sont inclinées. Ils interprétaient ce résultat par la vitesse de propagation de la vapeur, vitesse qu'il est alors facile de connaître en mesurant cette inclinaison, la vitesse linéaire de la pellicule et les constantes géométriques de l'appareil. Cette vitesse est plus grande pour les métaux peu denses que pour les métaux lourds. Elle n'est pas toujours la même pour toutes les lignes d'un même spectre (cas du Bi). Enfin il faut distinguer deux types de lignes : des lignes de courte durée, mais de grande intensité, et des lignes de durée plus grande et d'intensité moindre : les secondes sont visibles sur des photographies au repos, mais disparaissent à cause de leur faible intensité dans des photographies en mouvement.

M. Royds a réussi à analyser de plus près le phénomène, qui est particulièrement net avec le bismuth et le plomb. La fig. 1 schématise les résultats fournis par les clichés (dont les reproductions, d'ailleurs, sont peu déchiffrables). Les lignes en traits pleins représentent les traînées lumineuses laissées sur la plaque par les différentes décharges parties de l'électrode négative à chaque demi-période des oscillations qui accompagnent l'étincelle. Les lignes pointillées sont les traînées lumineuses partant de l'électrode positive; elles sont généralement très faibles, sauf quand la première traînée d'une série part d'une électrode positive.

1. Schuster et Hemsalech (*Phil. Trans.*, 195-189-1899-A).

Considérons donc les traînées issues d'une électrode négative. Dans l'ensemble elles se composent d'abord d'une partie rectiligne verticale, puis elles s'incurvent, de sorte que les premières se placent dans le prolongement les unes des autres ; leur enveloppe, particulièrement brillante, constitue la raie doublement inclinée observée par MM. Schuster et Hemsalech. Dans le détail, on constate aussi qu'avant la partie rectiligne les traînées présentent une petite incurvation très prononcée qui peut aller jusqu'à $\frac{1}{4}$ de millimètre de l'électrode.

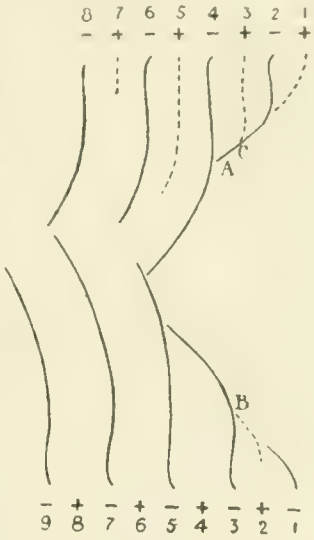


Fig. 1.

De la séparation des différentes traînées correspondant aux oscillations dans l'étincelle, il résulte d'abord que la vapeur ne reste pas lumineuse beaucoup plus longtemps que ne dure l'oscillation. Ceci n'a pas lieu avec certaines lignes de l'étincelle jaillissant entre électrodes de calcium.

M. Royds interprète les photographies qu'il a obtenues, de la manière suivante : dès le commencement de la décharge, de la vapeur métallique diffuse à partir des électrodes par suite de la pression qui s'y trouve soudainement développée. Chaque traînée lumineuse se raccorde à l'enveloppe quand la luminosité a atteint le front d'onde de propagation de la vapeur jusqu'à ce que les deux fronts d'onde partis des deux électrodes se rejoignent au centre de la coupure. L'inclinaison de l'enveloppe lumineuse donne donc la vitesse de propagation de la vapeur et celle des traînées lumineuses dans leurs parties presque verticales, donne la vitesse de propagation de la luminosité dans l'atmosphère de vapeur entourant les électrodes.

Si dans la propagation du front d'onde de vapeur il n'y a aucune perte d'énergie par courants tourbillonnaires, la vitesse de propagation V doit, d'après l'auteur, être celle du son dans la vapeur et par suite varier proportionnellement à la racine carrée de la température absolue T et en raison inverse de la racine carrée de la densité de vapeur ρ. Le produit $\frac{V^2\rho}{T}$ devrait être constant. En admettant que la vapeur du métal est monoatomique, on peut par ce moyen calculer T ; on trouve des nombres compris entre 650° et 2500° ; dans l'ignorance où l'on est, d'ailleurs, de la grandeur des surpressions dans le front d'onde, il est peut-être hasardeux d'appliquer cette relation.

Elle conduit à des valeurs de T 10 à 40 fois plus grandes dans le cas des lignes du second type (lignes de durée plus courte et de grande intensité, lignes de Al, par exemple, certaines lignes du Pb). Sur les photographies en mouvement la naissance seule des traînées correspondant à chaque oscillation est visible. La vitesse fournie par la mesure de l'inclinaison est beaucoup plus grande.

Ainsi la vitesse de propagation de la vapeur est dans le cas du Bismuth.

Lignes du type I	285 mètres sec.	T = 2045°
Lignes du type II	2027 mètres sec.	T = 104500°

Une dissimilitude très nette doit être établie entre les deux types de lignes. Ce que ces chiffres prouvent seulement, c'est qu'elles ne doivent pas être expliquées de la même manière : l'excitation par diffusion de la vapeur n'est pas acceptable pour le second type.

L'enveloppe lumineuse du type I est quelquefois légèrement ondulée au lieu d'être droite. L'auteur pense que dans ce cas seulement il faut faire intervenir une charge électrique des particules de vapeur dont le champ électrique accélère ou retarde la diffusion loin des électrodes; la charge des particules est alors négative.

Aucune interprétation ne paraît donnée de la dissymétrie qui existe entre les traînées lumineuses partant de l'électrode positive et celles qui partent de l'électrode négative.

LOUIS DUNOYER.

Sur quelques phénomènes présentés par les gaz qui ont été exposés à l'étincelle ou à l'arc. — H. Rausch von Traubenberg (*Phys. Zeitsch.*, 9, 1908, 713).

Les gaz de la flamme doivent leur conductibilité, comme l'ont montré Mac Clelland et E. Bloch, à la présence de gros ions de faible mobilité. On s'explique ainsi que ces gaz, à cause de l'extrême lenteur avec laquelle s'y fait la recombinaison, donnent parfois l'illusion d'une radioactivité propre. Mais J.-J. Thomson a montré que la conductibilité est entièrement supprimée par un champ électrique intense ou par un tampon de coton. Il ne peut donc s'agir de radioactivité proprement dite, les accroissements spontanés observés parfois dans la conductibilité tenant sans doute à la formation ou à la dissociation lente de produits instables sous l'action de la température.

H. von Traubenberg a cherché si l'on pouvait obtenir des effets du même genre avec les gaz qui ont été soumis à l'étincelle ou à l'arc électrique. Il envoie ces gaz dans un condensateur cylindrique relié à un électroscope. L'étincelle ou l'arc éclatent entre pointes de Cu, Pt, Al, Zn, Fe, Ni, laiton ou charbon. Les gaz étudiés ont été : le gaz d'éclairage, l'hydrogène, l'acétylène, l'hydrogène carburé, l'air, l'oxygène et le gaz carbonique. Le gaz d'éclairage et l'acétylène gardent leur conductibilité presque sans diminution pendant des heures entières après qu'ils ont été exposés à la décharge. Pour les autres gaz, la recombinaison se fait dans les conditions normales.

Dans le cas du gaz d'éclairage, l'importance de cette conductibilité persistante dépend dans une large mesure de la nature des électrodes et du genre de la décharge. Le gaz tient en suspension des poussières visibles dans un éclairage intense, et qui, sous l'influence du champ, s'accolent en filaments qui peuvent finir par créer un court-circuit. Le gaz d'éclairage, qui a longtemps reposé sur l'eau, donne encore lieu à une conductibilité notable sous l'action de la décharge, et cette conductibilité va en croissant quelque temps après que la décharge a cessé.

La conductibilité a presque toujours un caractère unipolaire très marqué.

L'auteur conclut que, même dans l'action de l'arc ou de l'étincelle, les gaz ne prennent pas de radioactivité artificielle. L'accroissement spontané de conductibilité qu'ils présentent quelquefois s'explique probablement par des [illegible] brusque [illegible] pendant la décharge et se prolongeant quelque temps après qu'elle a cessé.

LEON BLOCH.

Observations sur la structure de l'arc. — W. B. Huff (*Astrophys. Journal*, 28, 1908, [illegible]). — Cette [illegible] faite [illegible] sur la structure spectroscopique de l'arc. On emploie un réseau qui reçoit la lumière de l'arc sans l'interposition d'aucune fente. On constate alors que, pour des courants faibles, les images spectrales manifestent une dissymétrie très marquée entre les pôles. Les extrémités des lignes correspondant à l'électrode négative sont fines ; ces lignes sont celles des métaux contenus dans le charbon à l'état d'impuretés; elles s'élargissent en forme de cône en s'approchant du bord du spectre qui correspond au charbon positif. Quand le courant est intense, et en particulier que l'arc est sifflant, les raies métalliques se montrent aux deux électrodes. Toutefois la dissymétrie du spectre subsiste, en ce sens que le bord du spectre qui correspond au charbon positif montre des bandes d'absorption.

L'auteur signale des observations sur l'influence de la position de l'arc (horizontal ou vertical), sur l'allure générale de ce phénomène, et sur l'influence d'un champ magnétique. Des mesures quantitatives sur la charge des particules qui transportent le courant sont en préparation.

Quelques observations de l'arc chantant faites au miroir tournant peuvent être remarquées : le son rendu par l'arc est lié aux oscillations du noyau bleu-vert qui part du pôle positif; ce noyau semble sautiller à partir du pôle positif sans toutefois se déplacer jusqu'à l'autre pôle. On est en présence d'une décharge interrompue et non d'une décharge oscillatoire.

A signaler aussi l'expérience suivante : un second charbon en parallèle avec l'électrode positive s'allume dès qu'il est atteint par la flamme extérieure de l'arc. Mais s'il est en parallèle avec l'électrode négative il ne forme arc que s'il est atteint par le noyau bleu-vert du charbon positif.

L. DUNOYER.

Sur quelques phénomènes dus aux rencontres entre électrons, atomes et molécules. — Augusto Righi. — (*Bulletin des séances de la Société française de Physique*, 1er fascicule, p. 47-1908-A.) — En cette conférence l'auteur se propose d'examiner quelques cas des phénomènes résultant de rencontres entre ions et électrons, ou encore entre ces derniers et des atomes ou des molécules.

M. A. Righi débute par l'exposé très largement conçu, des hypothèses acceptables sur la constitution de l'atome et l'origine des ions, mais donnant la préférence à celle qui consiste à considérer l'ion positif comme un atome privé d'un ou de plusieurs électrons négatifs. L'auteur fait remarquer néanmoins que, comme l'admettent les physiciens allemands surtout, rien ne s'oppose à considérer les atomes comme des systèmes d'électrons des deux signes, *même à défaut d'avoir pu isoler les électrons positifs*. Dans ce dernier cas il suffit de considérer l'ion comme constitué par l'ensemble des électrons positifs avec une partie des électrons négatifs, formant ainsi un ensemble positif, pendant que les électrons négatifs restants se meuvent suivant des orbites fermées.

En résumé, que l'on considère d'une manière ou de l'autre la structure de l'atome, les manifestations de forces, ou de mouvement, qui font agir les uns sur les autres les atomes ou les molécules, peuvent être interprétées aussi aisément.

L'auteur examine en passant les phénomènes auxquels peuvent donner lieu les ions soumis à des forces électriques de différentes valeurs, pour développer ensuite les interprétations de ses expériences personnelles sur les ombres électriques produites par des flux d'ions se mouvant entre une pointe et un plateau électrisés. Plus loin nous trouvons une hypothèse, très séduisante en sa forme, sur un cas qui pourrait se produire quand un ion positif et un électron négatif sont attirés l'un vers l'autre. En général on

1. [illegible], 16, 1902, 27.

admet qu'en ces circonstances il y a recombinaison pure et simple des charges et reconstitution d'un atome neutre. Cependant M. Righi suppose que, sous certaines conditions de grandeur et de direction de leurs vitesses, l'électron et l'ion positif peuvent non seulement se rapprocher à une certaine distance minima et s'éloigner ensuite emportés par leurs vitesses respectives, mais encore quelquefois former des systèmes binaires, analogues dans la forme à ceux des étoiles doubles, neutres dans leur ensemble, mais différents d'un atome.

De ce cas, très développé sous toutes ses formes dans la conférence de l'auteur, nous ne relèverons que la conclusion, très intéressante, car elle peut donner lieu à une hypothèse très plausible sur la nature des rayons magnéto-cathodiques, et leur orientation particulière le long des lignes de force magnétiques.

Une grande partie de la suite de cette conférence est employée à une revue d'un certain nombre d'expériences sur les décharges dans les tubes à gaz raréfiés et les diverses radiations qui y prennent naissance. Elle se termine par une courte dissertation philosophique sur l'emploi de l'hypothèse en général, dissertation révélant chez son auteur un esprit critique des plus éclairés, mais trop modeste appréciateur de la part personnelle qu'il a prise aux travaux se rapportant aux questions exposées. L. Matout.

Remarques sur une communication récente de A. Righi. — **G. Sagnac** (*Bulletin des séances de la Soc. Française de Phys.*, 1re fasc., p. 75 1908 Av.). — L'auteur rappelle l'expérience décrite par A. Righi[1], dans laquelle des ions lancés par un premier champ électrique, qu'une toile métallique sépare électrostatiquement d'un second champ, quittent les lignes de force du premier champ et traversent les mailles de la toile métallique pour entrer dans le second champ, A. Righi comparant ce phénomène de projection d'ions à travers de petites ouvertures, au phénomène des rayons canaux.

G. Sagnac fait un rapprochement intéressant entre cette expérience et des faits analogues qu'il a obtenus avec les ions produits dans l'air par les rayons X[2]; ces ions constituent des rayons *cathodiques* ou *anodiques* beaucoup plus diffusables que les rayons de Lenard. Cette comparaison avec les rayons cathodiques ou anodiques semble préférable à la comparaison avec les rayons canaux, parce que les ions qui forment les projections étudiées peuvent être à volonté positifs ou négatifs.

D'autre part, G. Sagnac fait rentrer ces phénomènes de projections d'ions dans une classification de divers modes de décharge ou de variations de charge électrique d'un conducteur[3]; il les rapproche également des observations de P. Villard sur la décharge indirecte par les flammes[4]. L. Matout.

Les rayons cathodiques et l'aurore boréale. — **P. Villard** (*Journal de Phys.*, IV-7-1908 429). On admet généralement que l'aurore boréale est produite par des rayons cathodiques; cependant il n'existe aucune théorie satisfaisante pour en expliquer la structure et les mouvements. C'est cette lacune que l'auteur s'est proposé de combler dans le présent mémoire.

Les considérations préliminaires portent sur les corpuscules cathodiques, les particules positives, les poussières électrisées, et les effets que pourrait produire le champ magnétique terrestre sur ces différents éléments constitutifs possibles de l'aurore.

1° Les corpuscules cathodiques subissent une action considérable de la part du champ terrestre, étant donnée la grandeur de leur $\frac{e}{m}$.

2° Les particules positives subissent des actions deux mille fois moindres mais encore sensibles: dans les mêmes conditions de vitesse que les rayons cathodiques elles décriront des spires de 120 000 mètres, mais en sens inverse de ces derniers.

3° Les poussières électrisées sont à peine sensibles au champ terrestre, de plus elles seront très vite arrêtées par la résistance de l'air. Elles pourront cependant être la cause originelle de l'aurore, mais par leurs propriétés ne peuvent en expliquer la structure ni les déplacements.

Après ces diverses considérations, très clairement développées, l'auteur aborde l'étude de l'action des champs magnétiques sur les rayons cathodiques. Nous ne nous arrêterons pas sur cette partie, la plus importante, mais aussi la plus connue, de cet admirable travail expérimental, qui a fait l'objet de différents mémoires publiés dans un précédent numéro du *Journal de Phys.*, ainsi que dans *Le Radium*. Ajoutons seulement que, au sens et à la grandeur près, les résultats sont théoriquement applicables aux rayons positifs comme aux rayons cathodiques.

La plupart des aspects de l'aurore peuvent donc être expliqués par l'enroulement cathodique dans un champ non uniforme. Reste à expliquer l'origine des flux pouvant constituer l'aurore.

A ce sujet plusieurs hypothèses sont possibles. La première leur attribuerait une origine solaire, mais en ce cas, comme l'a démontré P. Villard, il faudrait éliminer l'hypothèse de l'existence d'un champ magnétique solaire. En effet ce champ devant être de révolution, les rayons cathodiques y produiraient l'enroulement composé en zigzag, formant autour du Soleil une nappe de révolution dont les points d'émission feraient partie, et les corpuscules devraient, à l'aller et au retour, passer à une distance de l'axe égale à celle du point d'émission. Ils ne pourraient donc dans ces conditions arriver jusqu'à la Terre. Cependant, vu la température élevée du Soleil, il est possible d'admettre que son champ magnétique soit sensiblement nul.

En ce dernier cas supposons donc les particules cathodiques entrant dans le champ magnétique terrestre (qui s'étend jusqu'au Soleil et au delà) : leurs trajectoires s'enrouleront, donneront la nappe en zigzag ayant pour axe l'axe magnétique du globe et passant par le lieu d'émission, c'est-à-dire le Soleil. Le rayon de l'enveloppe extérieure de la nappe sera par suite égal à celui de l'orbite terrestre. On pourra donc peut-être voir près des pôles les extrémités de tous les faisceaux d'enroulement; mais, comme à chaque aller et retour, ils devront s'éloigner jusqu'à la distance du Soleil, ils seront hors de l'atmosphère, dans le vide parfait, et par conséquent invisibles.

Comme il est certain que les aurores boréales ou australes peuvent donner des rayons qui, même à l'équateur, sont encore dans l'atmosphère terrestre, leur point d'émission ne pourrait être le Soleil, à moins de perturbations magnétiques cosmiques telles que ces rayons soient captés par la Terre à leur arrivée sur celle-ci.

Il est encore admissible que les rayons cathodiques solaires, sans être les constituants absolus de l'aurore, en soient néanmoins la cause originelle. Ils peuvent en effet, tout en écartant l'hypothèse des perturbations magnétiques cosmiques, arriver assez près des pôles terrestres pour rencontrer les cirrus qui accompagnent toujours les aurores. Les cirrus, composés de petites aiguilles de glace,

1. *R. Acad. d. Sc. d. Instituto di Bologna*, 5 série 10 771 1905.
2. *C. R.* 5 février 1900.
3. *Physik. Zeitsch.* 7 année, p. 50.
4. *C. R.*, 15 janvier 1900.

[illegible] rayons cathodiques donner des rayons secondaires dont la [illegible] de potentiel au voisinage des points frappés. Ces rayons seraient dans les conditions [illegible] pour produire l'enroulement en nappe autour de la Terre.

[illegible] du spectre solaire, [illegible] de rayons [illegible], suffit de même à produire le phénomène.

D'autres causes excitatrices d'origine cosmique peuvent également être envisagées : entre autres celle provenant de l'existence de nuages de poussières cosmiques chargées d'électricité, qui ne pourraient perdre leurs charges qu'en entrant dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ces poussières sous l'influence de radiations quelconques pourraient ainsi jouer le rôle attribué plus haut aux cirrus.

Après l'exposé de ces quelques hypothèses, l'auteur reprend la théorie propre de la structure de l'aurore par comparaison avec une très belle expérience consistant à reproduire dans une large ampoule sphérique, au moyen d'une émission cathodique, la nappe théorique en zigzag. Au moyen d'un champ magnétique variable, P. Villard peut même produire dans cette ampoule le phénomène connu dans l'aurore sous le nom de « danse des rayons », phénomène se manifestant par des déplacements dans le sens latéral des rayons auroraux, sous l'influence des perturbations magnétiques, supposées, du champ terrestre. Il serait intéressant, pour appuyer cette théorie, de savoir quelle relation existe entre les positions générales des rayons auroraux et celle des pôles magnétiques.

L. Mayet.

Nature des rayons γ. — J. P. V. Madsen (*Nature*, 79 [1908-07-08]). — Les expériences de Bragg et de l'auteur sur la radiation cathodique secondaire provenant de la matière traversée par des rayons γ, jointes au résultat [illegible] pour les rayons X, publié par Cooksey[1], confirment d'après l'auteur la théorie de Bragg sur la nature [illegible] des rayons X [illegible].

La modification de la théorie de la pulsation de l'éther, récemment faite par J.-J. Thomson, semble insuffisante pour expliquer certaines expériences de l'auteur sur les rayons γ secondaires. Voici d'après l'auteur les résultats de ces expériences :

1° Les rayons [illegible] du thorium paraissent se composer de deux faisceaux homogènes distincts, [illegible] $\frac{\mu}{\Delta}$ (μ est le coefficient d'absorption et Δ la densité de la matière) étant pour le faisceau absorbable approximativement quatre fois celle qu'on obtient pour le faisceau pénétrant.

2° Pour chaque [illegible] de rayons la valeur de $\frac{\mu}{\Delta}$ est constante et pratiquement indépendante de la matière absorbante avec laquelle on mesure λ, pourvu que dans le cas des rayons absorbables les effets secondaires soient exclus.

3° [illegible] apparaît sur les deux faces [illegible] un flux de rayons [illegible]. Il y a une absence marquée de symétrie entre les quantités de rayons secondaires qui proviennent de l'une et l'autre face.

4° Pour quelques substances, il y a une dissymétrie relative [illegible] quantité de la radiation de l'une et l'autre face.

5° [illegible] ne coïncident [illegible] difficiles à concilier [illegible] Au contraire l'explication [illegible] avec la théorie [illegible] proposée par Bragg.

6° La radiation secondaire semble dériver de la radiation primaire par un phénomène de dispersion, qui amène généralement une réduction dans le pouvoir de pénétration ultérieure du rayon affecté.

7° On est conduit à penser que la distribution de la radiation dispersée dépend jusqu'à un certain point de la pénétrabilité de la radiation qui est dispersée, ainsi que de la nature de la matière dans laquelle a lieu la dispersion. La radiation la plus absorbable semble se réfléchir à un degré beaucoup plus élevé que la radiation pénétrante. Les substances à poids atomique élevé paraissent produire une dispersion plus complète que celles à poids atomique faible.

8° L'absorption des rayons γ, qui ont déjà traversé une épaisseur de substance, par des écrans de différentes substances, ne donne pas dans tous les cas la vraie valeur de l'absorption de la radiation primitive qui a été effectuée par les premiers écrans.

[1] [illegible] 77 [illegible]

Radiations

Action des rayons Röntgen sur la décharge. Erich Marx (Leipzig). (*Phys. Zeitsch.*, 9-1908 [731]). — La méthode de Marx pour la mesure de la vitesse des rayons X a été exposée ici, ainsi que la critique dont elle a été l'objet de la part de MM. Franck et Pohl. M. Marx fait voir quelques expériences d'où il résulte que les rayons Rontgen, lorsqu'ils rencontrent une cathode de platine, facilitent la décharge entre cette cathode et une anode d'aluminium, c'est-à-dire abaissant le potentiel explosif. Au contraire, lorsqu'ils rencontrent l'anode, ils élèvent le potentiel explosif : la décharge, qui passe en l'absence de rayonnement, ne passe plus en présence des rayons X. Il s'appuie sur ces faits pour confirmer la validité de sa méthode de mesure de la vitesse des rayons X.

M. Franck objecte à M. Marx que les expériences dont il vient de se servir démontrent l'existence d'une certaine inertie dans l'action des rayons X comme producteurs de rayons secondaires. Cette inertie rend impossible l'application de rayons X de haute fréquence à la mesure de la vitesse des rayons Rontgen.

De la discussion à laquelle prennent part Wien, Wehnelt, Wiener, etc., il résulte qu'il serait désirable de voir la méthode de Marx reprise et étudiée par des expérimentateurs nouveaux.

Léon Bloch.

Sur les rayons de Röntgen et la loi d'absorption de Röntgen. — M. Seitz (*Ann. der Phys.*, 27 [501-1908]). — Une grande partie des rayons de Rontgen mous, émis par une anticathode, est arrêtée par la paroi de verre du tube de Crookes. Pour les conserver presque tous, l'auteur remplace la portion de la paroi, située en face de l'anticathode, par une fenêtre d'aluminium de 0,05 mm d'épaisseur. Pour étudier l'absorption du faisceau ainsi obtenu, il le reçoit, après lui avoir fait traverser un certain nombre de feuilles d'aluminium ou d'étain, sur une lame de platine reliée à un électromètre et placée dans un vide aussi parfait que possible. L'énergie des rayons est mesurée par la charge positive qu'ils communiquent en un temps donné au platine. On trouve que l'absorption relative d'une couche d'aluminium donnée diminue à mesure que l'épaisseur de métal traversée est plus grande et tend vers une limite, relative aux rayons les plus durs.

B. Walter avait remarqué[1] que la filtration à travers l'argent semble diminuer la dureté des rayons au lieu de l'augmenter. M. Seitz montre que cette diminution n'est qu'apparente et due à l'appareil utilisé.

E. Bauer.

[1] *Leon. de Phys.* 17-564-1905.

Relation entre la lumière de très courte longueur d'onde et la décharge dans les tubes à vide. — **Th. Lyman** (*Astrophysical Jour.*, 28 1908 52-58).

Il a été déjà plusieurs fois question dans ce journal des intéressants travaux de M. Lyman sur l'ultra-violet extrême (rayons de Schumann)[1]. M. Lyman a établi, en particulier, que la production d'ozone, lorsque ces rayons traversent l'oxygène, croît très rapidement quand la longueur d'onde diminue à partir de 1800. Dans le présent travail, cette action ozonisante est utilisée pour étudier quelle est la répartition de la lumière de courte longueur d'onde dans la décharge des tubes à gaz raréfiés.

On emploie à cet effet un appareil (fig. 1) analogue à celui qu'a employé H. A. Wilson pour étudier la répartition

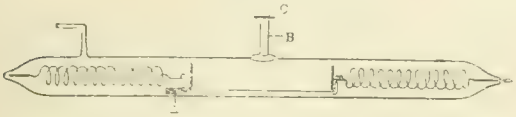


Fig. 1.

du champ dans la décharge. Les deux électrodes sont portées par une tige de verre, et un petit morceau de fer doux A permet de déplacer l'ensemble en agissant de l'extérieur avec un aimant. On peut amener ainsi telle partie que l'on veut de l'intervalle entre les électrodes au-dessous du petit tube capillaire B de 2,5 millimètres de diamètre et 4 centimètres de long: ce tube est fermé par une plaque de fluorine C, sur laquelle on place, pendant cinq minutes, un morceau de papier à l'iodure de potassium amidonné dont la décoloration doit indiquer l'action ozonisante de la lumière reçue. La décharge est alimentée par une batterie de 1700 volts; on y fait passer un courant de 0,01 ampère.

L'expérience faite avec l'hydrogène, aux pressions de 3, 2,5, 2 et 1 millimètres fournit les résultats suivants. L'action ozonisante produite par la lumière issue de la surface même de la cathode est faible, de même pour l'espace obscur de Crookes; l'effet est maximum pour la lueur négative, nul dans l'espace obscur de Faraday, faible tout le long de la colonne positive et très bien marqué au voisinage immédiat de l'anode. Quand la pression décroît et que la lueur négative commence à s'étendre, l'action ozonisante diminue en même temps que l'intensité de la lueur.

On sait que l'on n'a pu déceler de radiations plus courtes que λ 1800 dans le spectre de la décharge dans l'oxygène et dans l'azote. La même expérience que ci-dessus, effectuée en remplissant le tube d'oxygène ou d'azote aussi parfaitement purifiés d'oxyde de carbone que possible, manifeste effectivement une action ozonisante presque nulle.

L'auteur discute ensuite les conclusions que l'on peut tirer de ses expériences sur les phénomènes d'ionisation par la lumière ultra-violette de très courte longueur d'onde. Il s'appuie pour cela sur de récentes expériences de Palmer[2] établissant que la lumière de longueur d'onde plus courte que 1800 exerce une forte action ionisante, augmentant quand la longueur d'onde décroît.

Il ne semble pas cependant établi d'une manière certaine que l'action ozonisante du rayonnement ultra-violet soit liée à une action ionisante. Cela paraît contraire à des expériences récentes[3].

Louis Dunoyer.

1. *Le Radium*, 5-1908 57 et 312.
2. Sans référence bibliographique.
3. Langevin. Séances de la *Soc. de Ph.* 4 fasc. 1905-81. — E. Bloch. *Le Radium*, 5-1908-240.

Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. I. (Longueurs d'onde normales jusqu'à 27 000 A.) — **F. Paschen** (*Ann. der Phys.*, 27 1908 557-570).

Paschen a mesuré avec autant d'exactitude que possible les longueurs d'onde des raies infra-rouges émises par un certain nombre d'éléments. Ses recherches s'étendent jusqu'au delà de 12.7 μ. La précision des mesures atteint celle qu'on peut obtenir dans le spectre visible. L'erreur possible presque toujours inférieure à 1 A., n'est que de 0,15 A., par exemple, pour la raie λ = 10830,42 de l'hélium, mesurée avec un soin particulier. Les erreurs plus grandes, 2 à 10 A., ne se rencontrent que dans les spectres d'arc, par suite de l'irrégularité des sources.

Les recherches théoriques récentes de Ritz[1] donnent un grand intérêt à ces mesures; la plupart des raies observées ont pu être identifiées avec les raies (en particulier certaines raies fondamentales) de séries déjà connues et de séries nouvelles dont la possibilité a été démontrée théoriquement par Ritz.

Les gaz étudiés (hélium, argon, oxygène, hydrogène) sont renfermés dans des tubes de Geissler « end-on », en quartz, munis d'une cathode refroidie et d'une fenêtre de fluorine, quartz, ou sel gemme, comme celui de la figure 1. On peut y faire passer de 0,1 à 0,5 amp. de manière à

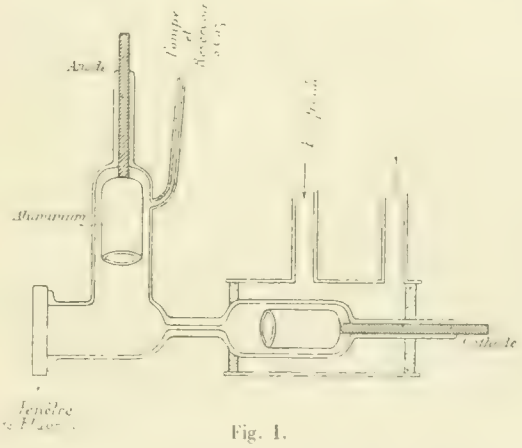


Fig. 1.

obtenir des raies très intenses. Des précautions très grandes furent prises pour avoir des gaz absolument purs. Le spectre du mercure était fourni par une lampe en quartz du type Arons, à 10 ampères. Les arcs au sodium, lithium, potassium, jaillissaient entre des charbons creux, remplis de chlorates anhydres.

Le spectromètre est à miroirs argentés de 55 centimètres de foyer et à réseau plan de Rowland, possédant 14 450 traits par 2,54 cm. et une surface de 48 × 55 millimètres; les rayons sont reçus sur une pile thermo-électrique de Rubens, munie d'une fente de 3 millimètres de large. On détermine la position d'une raie en mesurant pour chaque angle la déviation du galvanomètre et en construisant ainsi la courbe d'énergie, relative à la raie étudiée. La longueur d'onde de la raie est donnée par le maximum de la courbe. On obtient ainsi une précision supérieure à celle des mesures oculaires. Les courbes relatives aux raies simples sont des triangles isocèles, on reconnaît les raies complexes à la forme plus compliquée des courbes et à leur plus grande largeur. On détermine la constante du spectroscope avant chaque expérience, par des mesures sur des raies connues soit du spectre visible, soit des spectres infra-rouges déjà étudiés.

1. Ritz. *Physik. Zeitschr.*, 15 août 1908. *Le Radium*, 5-1908-340.

on élimine ainsi l'influence des variations de la tempéra-[illegible]

Résultats : 1° Hélium : 6 raies ont été déterminées, deux [illegible] les plus intenses, $\lambda = 10830.42$ et $\lambda = 20582.04$ sont, d'après Runge et Paschen, les raies fondamentales des deux séries principales ; d'après Rydberg et Ritz les raies fondamentales des deuxièmes séries secon-[illegible] les nombres observés sont en très bon accord avec les nombres calculés par W. Ritz. Les quatre autres raies [illegible] les deux premiers termes de deux nouvelles séries découvertes par Ritz en combinant les constantes des deux premières séries secondaires, sans introduction de constantes nouvelles (voir Ritz, *loc. cit.*). Pour ces raies l'accord des nombres calculés et observés n'est pas absolu-[illegible]

2° Mercure. 14 longueurs d'onde ont été déterminées avec une très grande précision ; l'erreur possible varie de 0,2 à 0,8 A. L'une des raies infra-rouges, 1014058, est la plus intense de tout le spectre (près de deux fois plus intense que la raie verte 5461). Plusieurs de ces raies sont complexes.

3° Argon. 25 raies infra-rouges.

4° Oxygène. 7 raies : 6 d'entre elles sont les raies fondamentales des 6 séries trouvées par Runge et Paschen et dont la formule a été donnée par Ritz et Rydberg.

5° Hydrogène. 2 raies très peu intenses $\lambda = 18756.2$ et $\lambda = 12821.0$ qui sont les deux premiers termes d'une des nouvelles séries découvertes par Ritz au moyen de son principe de superposition et qui a pour formule :

$$\nu = 109675.0 \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 4, 5, \text{etc.}$$

ν étant la fréquence. Cette série, comme la première série secondaire de Balmer, la 2e série secondaire de Pickering et la série principale de Rydberg, ne contient aucune constante autre que la constante universelle 109675,0.

6° Les raies de l'arc du lithium qui ont été soumises aux mesures sont au nombre de neuf ; deux seulement ne rentrent dans aucune série connue.

7° Sodium, 8 raies. Potassium 8 raies, qui rentrent toutes soit dans les séries secondaires, soit dans les séries nouvelles de Ritz. E. Bauer.

Les intensités relatives des spectres de lignes. — **P. G. Nutting** (*Astrophys. Journal*, 28, 1908, 66-70). — Dans ces dernières années un très grand nombre de recherches ont été faites sur les causes qui peuvent faire varier les spectres de lignes, telles que la variation du courant, de la capacité, de l'inductance, de la température, de la pression, etc. L'auteur pense qu'il serait temps de faire un essai de synthèse de ces résultats dans l'espoir de trouver un petit nombre de variables, réellement indépendantes, caractérisant l'apparition des différentes lignes.

Il fait remarquer que les lignes peuvent pour la plupart se classer en deux catégories, qu'il appelle les lignes « dures » et les lignes « douces », formant les spectres [illegible] Lorsque la courbe représentant l'énergie d'un intervalle spectral déterminé, dans l'émission du corps noir, en fonction de l'énergie totale émise, passe [illegible] pour le zéro absolu de température, la [illegible] de l'énergie d'une raie dans un [illegible] l'excès de l'énergie totale émise au point d'abscisse positive, puisque le spectre n'apparaît que si l'énergie d'excitation est supérieure à un certain minimum. D'après l'auteur cette courbe est sensiblement rectiligne. [illegible] l'auteur, deux constantes caractéristiques d'un ensemble de lignes données : l'abscisse à l'origine et le coefficient angulaire de la courbe en question. Ces constantes seront différentes pour les lignes « dures » (spectres d'étincelle), et pour les lignes « douces » (spectres d'arc).

Pour achever de caractériser l'intensité d'un spectre de lignes, il suffira de donner en outre le gradient de potentiel dans la décharge, ce qui fixe la valeur de la densité d'énergie dans le gaz lumineux. L'auteur examine en terminant l'influence de la température et de la pression jouant le rôle de paramètres. Louis Dunoyer.

Décompositions atomiques et séries spectrales. — **A. L. Bernoulli** (Aix-la-Chapelle). (*Phys. Zeitschr.*, 9-1908-745-750). — En se fondant sur les idées de Lockyer (formation des éléments par association moléculaire à partir d'un élément primordial), M. Bernoulli arrive à la formule suivante pour les poids atomiques :

$$\lambda p.q = 1.0104 \frac{p - 1 - \sqrt{5}}{2} p \frac{q - 1 + \sqrt{5}}{2} q.$$

Cette formule à double entrée donne un excellent accord avec les poids atomiques les plus récemment déterminés. En s'appuyant sur la théorie du rayonnement de Planck et sur certains résultats expérimentaux de Sarrau, il trouve également une formule pour la loi des raies spectrales, formule qui se réduit dans certains cas à celle de Ritz et de Balmer. Il indique aussi quelques applications aux spectres de bandes et au déplacement des raies par la pression. De nombreuses objections lui sont adressées par Kayser, Planck, Rubens, etc. Léon Bloch.

Sur la séparation magnétique des lignes du Barium, de l'Yttrium, du Zirconium et de l'Osmium. — **B. E. Moore** (*Astrophysical Journal*, 28-1908-1). — On sait de quelle importance est l'étude de la séparation magnétique des raies spectrales pour découvrir les *séries* dans l'enchevêtrement des spectres[1]. D'après la théorie du phénomène de Zeemann, on a, dans le cas du triplet normal, la relation

$$\frac{\Delta\nu}{\lambda^2} = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi V}$$

H étant l'intensité du champ, V la vitesse de la lumière et $\frac{e}{m}$ le rapport de la charge d'un électron rayonnant à sa masse. La valeur de $\frac{\Delta\nu}{\lambda^2}$ [illegible] séparation [illegible] du triplet correspondant à $\frac{e}{m} = 1.75.10^7$ est considérée par M. Runge comme un intervalle fondamental, dont des fractions simples peuvent représenter les séparations de toutes les raies formant des séries. Ainsi M. Runge trouve que les séparations des quadruplets de séries principales pour Na, Cu, Ag, Al, Tl, Mg, Ca, Sr sont $2\frac{a}{3}$ et $4\frac{a}{3}$. Les fractions qu'il avait été jusqu'ici nécessaire et suffisant d'introduire étaient $\frac{a}{2}, \frac{a}{3}, \frac{a}{4}, \frac{a}{5}, \frac{a}{6}, \frac{a}{7}, \frac{a}{11}$ et $\frac{a}{12}$.

L'étude des très nombreuses raies étudiées par M. Moore dans les spectres d'étincelles des métaux cités lui a permis de vérifier que ces rapports suffisent, en y ajoutant $\frac{a}{16}$, à représenter la séparation magnétique de ces raies. Tous, sauf $\frac{a}{12}$, interviennent. Pour obtenir l'écart des diverses

1. Paschen (*Ann. Phys.*, 5, 1901, 525-555, 1808). — Runge et Paschen (*Astrophys. Journ.*, 15-1902, 235-255, et 16-1902, 125).
2. Ritz (*Phys. Zeitsch.*, 8-1907, 252).

composantes il faut d'ailleurs multiplier ces intervalles simples par les *facteurs* 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 12.

Obligé d'admettre cette multiplicité d'intervalles et de facteurs, on est du reste quelquefois embarrassé pour savoir à quelle combinaison rapporter une raie donnée. L'examen d'une composante unique ne peut être assez précis pour qu'on soit en droit de représenter son écart par $\frac{a}{2}$ par exemple, plutôt que par $\frac{6a}{11}$. Mais la comparaison avec les autres composantes issues de la même raie fait le plus souvent cesser l'incertitude si ces composantes sont suffisamment nombreuses. Voici un exemple : la raie 4 590,81 du Zr fournit un sextuplet défini par l'intervalle $\frac{a}{2}$ et par les facteurs 1, 2, 3. L'incertitude dont nous parlons n'a pas lieu, mais elle aurait lieu si cette raie donnait simplement un doublet.

La question fondamentale se pose donc de savoir si réellement la grandeur des intervalles doit être représentée par des parties aliquotes de a, autrement dit si la dénomination de *normale* réservée à l'intervalle a correspond à quelque chose de réel. C'est analogue, comme le fait remarquer l'auteur, à la question qui a divisé les chimistes relativement à la loi des proportions multiples.

En ce qui concerne la classification des raies des métaux Ba, Yt, Zr et Os, dans des séries déjà connues, peu de résultats ont été obtenus. Le quadruplet de la série principale des métaux étudiés par M. Runge (Na, Ca, Ag, Al, Tl, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) a une représentante douteuse dans le spectre de l'yttrium (intervalle $\frac{a}{5}$, facteurs 2,4); le sextuplet observé pour les mêmes métaux a une ligne dans le zirconium. Toutes les autres raies correspondent à des types de séparation nouveaux caractérisés par de nouvelles combinaisons des intervalles et des facteurs.

Les expériences ont été faites avec un réseau concave de 21 pieds et une chambre photographique circulaire. La source lumineuse était l'étincelle jaillissant entre deux fragments de la substance à étudier, séchés sur une plaque mince de charbon; l'étincelle était parallèle au champ magnétique, d'intensité maxima 24 400 C. G. S. La mesure du champ était donnée par la séparation de la raie 3968,6 du calcium, fournie par une impureté dans la plaque de charbon. On obtenait séparément les clichés correspondant aux vibrations parallèles et aux vibrations perpendiculaires aux lignes de force, à la manière ordinaire, avec un prisme de spath. Une série prise sans spath permettait de comparer les intensités de toutes les composantes, point important pour la classification.

Nombreux tableaux. 38 pages. Louis Dunoyer.

Note préliminaire sur un nouvel élément présent dans la thorianite. — Masataka Ogawa (*Chemical News*, **98**-1908 249-251). — La thorianite, la réinite et la molybdénite contiennent en commun un nouvel élément caractérisé par des propriétés chimiques et physiques spéciales. Le chlorure de ce nouvel élément donne au spectre une raie caractéristique comprise entre deux raies plus faibles, dans la partie vert-bleu, et ayant une longueur d'onde de 4882. Son poids atomique est environ 100. Il comble sans doute la lacune entre le molybdène et le ruténium.

William Ramsay a proposé de le nommer Nipponium avec le symbole Np.

Sur la sensibilité des plaques photographiques à différentes températures. — Robert James Wallace (*Astrophysical Journal*, **28**-1908 39). — Ce travail, qui paraît très soigné, donne l'explication du désaccord entre les résultats d'Abney[1] et ceux de King[2]. Abney trouve que l'abaissement de température diminue la sensibilité (ou plus exactement la rapidité), et King trouve, en photographiant l'étoile polaire sur les deux moitiés d'une même plaque, l'une à 0° et l'autre à 70°, que la variation de sensibilité correspond à une demi-grandeur stellaire, la plaque froide étant la plus sensible.

La question est évidemment de la plus haute importance pour l'étude photographique des grandeurs stellaires.

A ce point de vue, il est tout indiqué d'étudier la sensibilité sous exposition constante à des éclairements d'intensité variable. On met pour cela au contact de la plaque une pellicule teintée obtenue par exposition derrière un disque tournant muni de secteurs transparents. Un brûleur

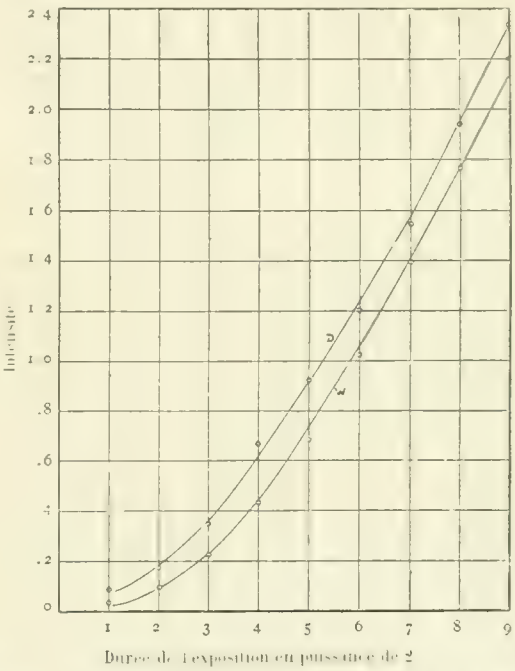


Fig. 1. — Intensité de l'impression en fonction de la durée d'exposition (D, plaque sèche; W, plaque humide).

à acétylène, dont on a vérifié le fonctionnement parfait comme étalon d'intensité, envoie sa lumière sur l'échelle de teintes et la plaque, à travers une glace dépolie qui leur est parallèle et ferme la seule ouverture de la chambre de chauffage. Les températures comprises entre 24° et 100° étaient obtenues au moyen de bobines de chauffage renfermées dans la boîte et les températures comprises entre 24° et — 14° ont été réalisées pour deux séries distinctes de plaques par des mélanges réfrigérants ou par un séjour suffisamment prolongé à l'extérieur. Un thermomètre de petit réservoir est au contact de la plaque sensible.

La durée d'exposition était constante et égale à 3 minutes. Des précautions très régulières étaient prises pour assurer aux différentes plaques des conditions de développement exactement semblables. Les clichés étaient finalement mesurés avec un photomètre spécialement construit à cet effet[3]. Les résultats sont résumés dans des courbes

1. Abney, *Action of Light in Photography*, 1897.
2. King, Photographic Photometry, *Photo-Beacon*, **17**-1905 267.
3. *Astrophy. Jour.*, **25**-124-1907.

[illegible] en ordonnées les densités des clichés et [illegible] des quantités proportionnelles à la quantité de [illegible], c'est-à-dire aux logarithmes de l'inverse de la densité de la bande teintée mise devant la plaque. [illegible] 2 donne les courbes relatives à 20° et à 0°. Toutes les courbes ont sensiblement la même forme et sont grossièrement parallèles. Si l'on part de la température de

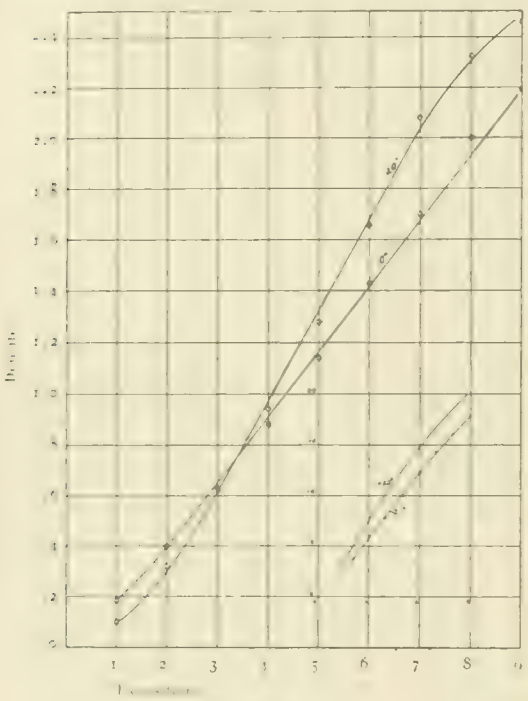


Fig. 2

100° et qu'on la diminue, les courbes commencent par se rapprocher de l'axe des ordonnées et s'en éloignent ensuite. En gros, la sensibilité décroît donc rapidement de 100° à 85°, reste à peu près constante de 85° à 20° et croît de nouveau rapidement.

Mais les courbes ne sont pas en réalité tout à fait parallèles [illegible] qui correspondent à l'intervalle 85° — 0° environ se coupent, comme on le voit sur la figure pour les courbes 0° et 20°. Il en résulte que, pour des photographies faites sous durée d'exposition constante, la sensibilité de la plaque froide (à 0°) sera plus grande que celle de la plaque chaude (à 20°), pour des objets faiblement éclairés (ou des astres de petite grandeur) et sera moindre pour des objets fortement éclairés (ou des astres de grandeur stellaire plus élevée). Les résultats d'Abney et de King se rap[illegible] aux deux portions différentes des courbes de sensibilité (au-dessus et au-dessous du point de croisement).

L'auteur termine en donnant la correction qu'il faut faire subir aux grandeurs stellaires observées photographiquement [illegible] à la même échelle connaissant la température à laquelle le cliché a été pris.

[illegible] des plaques Seed 27 gilt [illegible] à l'Observatoire Yerkes pour les photographies stellaires à cause de la grande régularité de leur sensibilité. Les plaques Lumière Σ sont, paraît-il, 2,5 fois [illegible] employées [illegible] 1,7 fois [illegible] Seed 27.

Louis Dunoyer.

Phosphorescence

Scintillations du sulfure de zinc. — E. Rutherford (*British Association* 1908; *Nature*, 79-1908-26). — Voici les résultats des expériences de Rutherford sur les scintillations du sulfure de zinc (analogue à celles qu'on observe dans le spinthariscope).

Ce physicien pense que l'effet est dû, au premier abord, à une dissociation chimique du sulfure, et que la lumière provient de cette dissociation ou bien de la recombinaison ultérieure; ce n'est donc pas le résultat d'un simple bombardement mécanique.

Rutherford a mesuré la luminosité d'un écran de sulfure exposé à l'émanation de 200 milligrammes de radium, et a trouvé que 80 pour 100 de l'énergie des particules α sont transformés en lumière; on obtient environ de $\frac{1}{50}$ à $\frac{1}{100}$ de bougie.

Nouvelles observations sur la fluorescence de substances organiques. — J. Stark et W. Steubing (*Phys. Zeitschr.*, 9-1908-661). — C'est la continuation des recherches inaugurées par Stark sur le lien possible entre l'effet photo-électrique et la fluorescence. On sait que cet auteur attribue les deux effets à l'ébranlement ou à l'arrachement d'électrons quasi libres dans la molécule. Il soutient que ces effets sont corrélatifs d'une absorption dans des bandes estompées vers le rouge. Cette absorption doit exciter la fluorescence dans certaines bandes *conjuguées* estompées vers le violet.

Les observations ont été faites sur l'acétone, la méthyléthylcétone, l'acide pyruvique, la phorone, le diacétyle, le camphre, la camphoquinone, le diméthylfulvène, certains composés diazoïques et des cétènes.

Les auteurs confirment la règle de Stark : l'absorption dans les bandes estompées vers le rouge est seule accompagnée d'effet photo-électrique et de fluorescence (dans ces bandes et dans les bandes conjuguées).

En présence de radicaux chromophores, la fluorescence peut devenir latente (par absorption dans ce radical de la lumière émise par le noyau), l'effet photo-électrique demeurant observable.

Léon Bloch.

Sur la fluorescence des fluorines bleues. — E. Meyer (Zurich), (*Phys. Zeitsch.*, 9-1908-810). — On sait que les corps doués de thermoluminescence ne perdent cette propriété que très lentement à partir du moment où ils ont été éclairés. M. Meyer s'est demandé si l'énergie emmagasinée pendant l'éclairement et libérée par élévation de température ne pouvait pas se dégager lentement à la température ordinaire sous forme de rayonnement capable d'impressionner la plaque photographique.

Le résultat a été positif pour 4 sortes de fluorines, de coloration bleu foncé, provenant de Wolsendorf (Bavière), du Santis (Suisse), de Nertschinsk (Sibérie), et la dernière d'origine inconnue. Il a été négatif pour différentes fluorines incolores, rouges, vertes, de même qu'avec une variété bleu foncé du Cumberland. Résultat négatif aussi avec le sel gemme et les écailles d'huîtres, corps phosphorescents mais non thermoluminescents.

L'action sur la plaque photographique subsiste, avec la fluorine de Wolsendorf (la plus sensible) après un séjour de 150 jours à l'obscurité, mais il faut alors une pose de 60 jours. La lumière excitatrice peut être l'arc électrique ou la lumière diffuse du jour. Les clichés montrent que

les différentes parties du minéral rayonnent inégalement, sans qu'il soit possible de relier ces inégalités à l'hétérogénéité apparente de la substance.

Un chauffage vers 250°-260° fait perdre aux fluorines actives la faculté d'agir sur la plaque photographique après illumination par l'arc électrique ou la lumière du jour. Mais l'étincelle entre pointes de zinc ou l'arc au mercure sous quartz leur rendent cette faculté, même quand le chauffage a été poussé au rouge vif.

La lumière émise par les fluorines et impressionnant la plaque photographique est sans doute la lumière ultraviolette de fluorescence excitée par l'éclairement initial et dont l'émission se prolonge bien plus longtemps que l'émission de lumière visible. Léon Brocu.

REVUE DES LIVRES

Traité de Physique et de Météorologie, par **Müller-Pouillet**, 10e édition publiée sous la direction de **L. Pfaundler**. Tome I. Mécanique, Acoustique (Vieweg, Braunschweig, 1906. Prix 10,50 M. broché).

Nous avons déjà rendu compte d'une partie de cet ouvrage, l'Optique, rédigée par O. Lummer. Dans le premier volume, M. Pfaundler expose à un point de vue expérimental, et d'une manière à la fois complète et élémentaire, la mécanique et l'acoustique. L'acoustique est particulièrement développée (250 pages). Sa méthode d'exposition est tout à fait classique, les descriptions d'appareils et d'expériences sont claires, pleines de détails précis qui peuvent être utiles aux professeurs de l'enseignement secondaire. **E. Bauer.**

Leçons sur l'atomisme chimique, par **F.-W. Hinrichsen** (198 pages; Teubner, Leipzig, 1908).

Ce petit livre, très remarquable, expose les faits et les lois qui ont conduit les chimistes à développer l'hypothèse atomique, ainsi que les théories sur la structure et les propriétés des atomes. L'auteur suit pas à pas l'évolution historique. Cette méthode permet, comme l'a montré Mach, de faire comprendre plus profondément et plus facilement les théories scientifiques : elle présente les difficultés l'une après l'autre, elle les résout une à une et par approximations successives comme elles ont été résolues en fait. Il y a, de plus, un grand intérêt pour un savant à connaître l'histoire de la science, à voir comment elle s'est construite peu à peu. C'est grâce à cette méthode d'exposition que l'auteur a pu écrire un livre extrêmement vivant, plein de renseignements précieux pour les chimistes de profession, et capable en même temps de donner à tous ceux qui s'intéressent à la science une vue d'ensemble sur l'état actuel de la chimie et de la théorie atomique.

Après une courte histoire des théories chimiques de l'antiquité et du moyen âge, l'auteur montre comment les travaux de Lavoisier, de Richter, de Proust fixent le point de vue de la chimie moderne (2e leçon). Puis, Dalton, Gay-Lussac et Avogadro fondent la théorie atomique; les notions de masses moléculaires et atomiques deviennent tout à fait précises; Berzelius détermine les masses atomiques des éléments (3e et 4e leçon). En même temps la chimie organique se développe, la théorie des types, puis celle de la valence permettent d'expliquer l'isomérie, et donnent une idée de la constitution des molécules. Tout récemment, Werner étend à la chimie inorganique les théories de la chimie organique, et donne les formules de constitution des combinaisons moléculaires (5e leçon).

Le chapitre suivant est consacré à l'hypothèse de Proust et à la classification périodique des éléments; la discussion est pleine d'aperçus originaux et intéressants. Puis, l'auteur passe à l'exposé de la stéréochimie (6e leçon), des théories relatives aux combinaisons non saturées de la chimie organique (liaisons multiples, théories de Baeyer et Thiele, etc.). Les deux leçons suivantes sont consacrées à la théorie des solutions (pression osmotique, théorie des ions, affinité électrique des corps, théorie de la valence d'Abegg). L'ouvrage se termine par deux chapitres sur la théorie des électrons (rayons cathodiques, rayons des corps radioactifs, phénomènes de Zeeman; rapport e/m) et la radioactivité (théorie de la décomposition atomique, structure électrique de l'atome, grandeur absolue des atomes). Ces deux chapitres, très clairs et concis, sont un résumé excellent des théories modernes sur la matière. Je reprocherai seulement à M. Hinrichsen de ne pas avoir assez insisté sur les méthodes qui permettent de compter les atomes, de connaître en valeur absolue leur grandeur, leur masse, leur charge électrique quand ils sont à l'état d'ions, etc. La concordance des nombres qu'on obtient de différentes manières donne une grande précision à la théorie atomique et l'impose à l'esprit en lui faisant perdre presque tout caractère hypothétique. **E. Bauer.**

Magneto und Elektrooptik, par **Waldemar Voigt**, professeur de Physique mathématique à l'Université de Gottingen (Teubner, éditeur, Leipzig, 1908).

Le titre de l'ouvrage et le nom de l'auteur suffiront à recommander ce livre à tous ceux qu'intéresse l'optique physique. Disons tout de suite qu'il s'agit d'un exposé très complet de tout ce qui concerne le phénomène de Zeeman et le phénomène de Kerr (magnétique et électrique). Cet exposé est assez systématique et assez détaillé pour dispenser la plupart du temps le lecteur de recourir à d'autres travaux écrits sur la matière.

La magnéto-optique et l'électro-optique constituent la principale lacune de l'admirable Optique de Drude. Elles ne sont traitées qu'en quelques pages, même dans la seconde édition. Le nouveau livre de M. Voigt comble cette lacune, sans faire double emploi avec le traité de Drude pour tout ce qui concerne l'optique classique. C'est à dessein que nous rapprochons ces deux livres, dont l'ensemble constitue, à notre sens, le meilleur exposé de l'optique moderne.

Le livre de M. Voigt se distingue éminemment par le souci constant de l'expérience. L'auteur est parfaitement maître de tout le matériel expérimental mis en œuvre pour ces questions et il n'y a guère de pages de son livre où les formules théoriques ne soient confrontées avec l'expérience. Il a su éviter, particulièrement dans la dernière partie de son œuvre, l'erreur parfois si séduisante qui consiste à développer pour elles-mêmes des théories mathématiques actuellement inaccessibles au contrôle. Par contre, il n'a pas hésité, dans les cas où les résultats expérimentaux abondent (phénomène de Zeeman dans les cristaux), à pousser jusqu'aux dernières limites le développement du calcul pour retrouver des faits connus. Ajoutons que ses calculs, même les plus compliqués, sont d'une clarté parfaite, et que l'emploi systématique des imaginaires leur donne souvent une élégance faite de brièveté.

M. Voigt fait précéder chacun de ses chapitres d'un résumé historique très intéressant. Il est tenu compte des résultats expérimentaux les plus récents. Bien des lecteurs français seront sensibles à la connaissance approfondie qu'a M. Voigt des travaux français. Les noms de J. Becquerel, Cotton, Dufour, Abraham et Lemoine, etc., sont cités à la place qui leur convient. Nous signalons surtout le long

chapitre relatif au phénomène de Zeeman dans les cristaux comme un modèle de précision et d'impartialité.

Au point de vue théorique, l'originalité véritable du livre de M. Voigt éclate surtout dans les questions où l'électro-optique et le magnéto-optique se superposent à l'optique cristalline. Dans ce domaine, M. Voigt élargit les équations de Lorentz par l'addition de termes nouveaux, soigneusement choisis de façon à satisfaire aux conditions de symétrie et aux principes de l'énergétique. Ces termes ne s'obtiennent pas par des considérations mécaniques concrètes, et pour ce motif il faut reconnaître avec Drude qu'ils manquent pour le moment de fondement physique. Ils conduisent à une explication purement abstraite, et, comme on le dit parfois, phénoménologique. En ce sens la méthode de Voigt est assez contraire à l'esprit des théories cinétiques et électroniques modernes. Mais il est important d'observer avec Voigt lui-même[1], que ce procédé purement provisoire peut présenter les mêmes avantages qu'un raisonnement thermodynamique : ici aussi on prévoit sans expliquer, mais en laissant la porte ouverte à une explication mécanique.

Dans le détail, nous avons été surtout intéressés par le chapitre IV, *Théorie des types compliqués d'effet Zeeman*; le chapitre VII, *Théorie électronique du phénomène de Kerr magnétique* (M. Voigt montre qu'il est inutile de recourir à la théorie des courants moléculaires de Drude, et que la théorie de l'effet Hall, convenablement généralisée, suffit ici comme dans la théorie de la polarisation rotatoire magnétique). Une mention spéciale doit être accordée aux chapitres VIII et IX qui traitent, d'une façon très claire et très suggestive, de la biréfringence électrique et de ses rapports avec les vibrations des électrons.

Encore un livre fondamental de physique moderne dont nous attendons, sans l'espérer, une traduction française.

Léon Bloch.

La théorie de la lumière, *Traité d'optique physique en trois parties*, I partie, par **Richard C. Maclaurin**, professeur de Physique mathématique à Wellington (Nouvelle-Zélande) (Cambridge, University Press, 1908).

Ce premier volume contient les lois de la réflexion et de la réfraction pour les diélectriques isotropes, l'étude des couches de passage et de leur influence sur la réflexion et la réfraction, les phénomènes d'interférence dans les lames minces et les anneaux de Newton, l'optique cristalline, les phénomènes d'absorption dans les cristaux, dans les métaux et dans les diélectriques isotropes. L'exposition est claire, complète, et se rattache plutôt à des idées dynamiques générales qu'à la théorie électronique proprement dite. On remarquera l'absence complète de références, lacune un peu excessive à notre avis. Il est vrai que l'auteur annonce un troisième tome entièrement consacré aux questions historiques. Le tome II contiendra la dispersion, la diffraction, l'aberration, la polarisation rotatoire naturelle et magnétique.

Léon Bloch

Les rayons cathodiques, par **P. Villard** (1 vol., 107 p. Gauthier-Villars, Edit.).

Ce qui donne une valeur particulière à cet ouvrage, c'est qu'il est le résultat condensé des propres recherches expérimentales de son auteur, dont la compétence sur les questions qui sont traitées se trouve ainsi hors de toute contestation. Les travaux de P. Villard, et ses expériences réalisées avec la dernière perfection sur les rayons cathodiques sont unanimement appréciés par le monde savant.

Toutes les questions exposées dans ce livre sont basées sur la démonstration expérimentale, ce qui en rend l'assimilation extrêmement claire et facile pour le lecteur.

Le chapitre premier a pour but d'initier l'expérimentateur au maniement des appareils nécessaires à l'étude des décharges dans les gaz raréfiés : les trompes à mercure pour faire le vide, les conditions à remplir pour éviter l'introduction de gaz étrangers, la préparation et l'introduction des gaz purs; enfin les différentes sources d'électricité à employer pour obtenir les effets cherchés.

Le chapitre II, intitulé : *phénomènes électriques dans les gaz raréfiés*, définit la forme de la décharge et les lois qui régissent le passage du courant suivant les variations de pression des gaz à l'intérieur des tubes. On arrive ensuite à l'*émission cathodique* avec le chapitre III où se trouvent définies les conditions de pression et de voltage pour différents gaz et différents régimes de l'émission; puis aux chapitres IV et V, traitant respectivement de l'électrisation des ampoules cathodiques et des propriétés (phosphorescence, effets mécaniques, calorifiques, radiations résultantes, propagation) des rayons cathodiques.

Après le chapitre VI réservé aux rayons X, nous revenons au sujet principal. Les deux chapitres suivants : « électrisation des rayons cathodiques », et « actions électrostatiques », où sont exposées la remarquable expérience de J. Perrin sur la charge de ces rayons et l'action d'un champ électrique sur leur orientation, ouvrent la voie aux hypothèses possibles sur leur nature.

Un des plus importants à notre avis, le chapitre IX, montre les trajectoires suivant lesquelles se propagent les rayons cathodiques soumis à l'influence d'un champ magnétique; c'est cette étude qui certainement a donné lieu aux expériences les plus connues et les plus brillantes de la part de l'auteur.

Indiquons seulement les titres : *vitesse des rayons cathodiques*; *hétérogénéité des rayons cathodiques*; *actions chimiques des rayons cathodiques*; *phénomènes divers*, des quatre chapitres suivants; et nous arrivons au XIVe et dernier, le plus important comme étendue, où sont spécialement examinées les conditions de « formation des rayons cathodiques ». Ces conditions, très nombreuses en apparence, dépendent, comme le démontre l'auteur, de la résistance du tube, qui dépend elle-même de la section, à l'origine, du faisceau cathodique, ainsi que du degré de raréfaction du tube.

En résumé, ce livre, très documenté, peut être considéré comme indispensable à tout physicien qui, désirant entreprendre des recherches sur les décharges dans les gaz, ou sur les radiations diverses accompagnant ces décharges, veut s'éviter les longs et inutiles tâtonnements de tout début d'une étude expérimentale. Un grand nombre de notes bibliographiques permettent en outre de retrouver tous les travaux relatifs aux questions exposées et de se renseigner à la source originelle de ceux dont on désirerait avoir une description plus étendue.

Ajoutons que de nombreuses figures et photographies jointes au texte complètent d'une façon très démonstrative, la description des expériences.

L. Matout.

ERRATUM

L'analyse du travail de M. E. Rutherford, sur le spectre de l'émanation du radium (*Le Radium*, 5, 1908, 345) comporte une indication bibliographique incomplète. L'origine du mémoire est la suivante : *Phil. Mag.*, **16**, 1908, 345.

[1] *Magneto-optik und Elektrooptik*, p. 188.

Le Gérant : Pierre Auger.

67556 — Paris. Imp. Lahure, 9, rue de Fleurus.

Table analytique des Matières

Contenues dans le Tome V du « Radium », de Janvier à Décembre 1908.

Les caractères gras se rapportent aux mémoires originaux et les caractères ordinaires aux [illegible]

Radioactivité

Généralités. — Théorie.

Les rayons X ont-ils une action sur les corps radioactifs ? (C.-E. Guye, A. Schidlof et M. Kerneman) . . . 109
Cinétique chimique de la transformation des corps radioactifs (Philippe A. Guye) 177
La loi des transformations par échelons et la radioactivité (G. C. Schmidt) 178

Radioactivité des substances naturelles

Minéraux.

La présence du cuivre et du lithium dans les minéraux contenant du radium (H. McCoy) . . . 19
Sur le lithium contenu dans les minéraux radioactifs (Mlle Gleditsch) 19
Sur le lithium dans les minéraux radioactifs (Ellen Gleditsch) 55
Radioactivité de la cotunite vésuvienne (P. Rossi) . . . 51
Minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie (E.-P. Wherry) . 51
Sur la présence du thorium dans le sol à Rome (G. A. Blanc) 109
Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux (R. J. Strutt) 109
Sur la teneur radioactive des minéraux d'uranium (Bertram B. Boltwood) 175
Hélium et radioactivité dans les minéraux rares et communs (J. Strutt) 202
Recherches de l'hélium dans les minerais contenant de l'uranium (M. F. Bordas) 217
Sur la teneur en radium des sédiments du fond de la mer (J. Joly) 507

Eaux.

Radioactivité des sources de Kissingen (F. Gehtzsch) . . 20
Première note sur la radioactivité de la source Lerez (J. Munoz del Castillo) 20
Sur la radioactivité des eaux de Plombieres (A. Brochet) 47
Le lithium dans les minerais actifs (William Ramsay et Alex Cameron) 96
Radioactivité des sources de Kissingen (F. Jentzsch) . 110
Sur la radioactivité des eaux de Lavey-les-Bains (Le Saraxin, G.-E. Guye et J. Mobili) 110
La radioactivité de l'eau de la mer (J. Joly) . . . 154

Gaz et atmosphère.

Recherches sur la radioactivité de l'air dans ses rapports avec les facteurs géologiques (G. A. Blanc) . . . 20
Sur la condensation des émanations radioactives (E. Henriot) 71
Sur la quantité d'émanation de radium dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre (A. S. Eve) . . . 51
Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique (H. Dadourian) 102
Radioactivité induite de l'atmosphère dans le golfe de Genes (D. Pacini) 110
Recherches sur la radioactivité induite dans l'atmosphère (H. Geitel) 110
Le rayonnement très pénétrant (W. Steeg) 110
L'effet des substances radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures d'électricité atmosphérique (Karl Kurz) 111
Radioactivité d'une atmosphère chargée de fumée (S.-J. Allen) 155
Sur la teneur de l'air du sol en émanations radioactives (A. Gockel) 155
Produits du radium et du thorium dans l'atmosphère et dans le sol à Rome (G.-A. Blanc) 155
La dispersion électrique dans un souterrain fermé (G.-C. Farabeuf) 155
Détermination quantitative de la teneur de l'atmosphère en substances radioactives (K. Kurz) . . . 252
La quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère (John Satterly) 547
Sur la quantité d'émanation de radium présente dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre (A.-S. Eve) 547
Recherche sur les constituants de la radioactivité de l'atmosphère (R. B. Moore) 548
Détermination quantitative de l'émanation du radium dans l'atmosphère (Georges Ashman) 548
Observation de la radioactivité de l'atmosphère en hélium libre (Fleming) 548

Substances diverses.

Sur la radioactivité du plomb et des autres métaux (J.-C. McLennan) 51
Sur la radioactivité des sels de potassium (J.-C. McLennan) 142
Action des sels de potassium sur la plaque photographique (M. Levin et R. Belle) 177
Remarques sur la radioactivité des métaux communs et la radiation pénétrante issue du sol (J. M. Lennan) . 251
Sur la radioactivité du potassium et quelques métaux alcalins (J. C. McLennan) 252
Essais pour déceler la production d'hélium par les éléments radioactifs primaires (Frederick Soddy) 548
Sur la radioactivité du potassium et des autres métaux alcalins (J.-C. McLennan et W.-J. Kennedy) . . . 548

Caractères des corps radioactifs.

Étude sur le Radioplomb (B. Szilard) 1
Détermination du coefficient de solubilité de l'émanation du radium dans différentes solutions (M. Kurz) . . 20
Sur la condensation des émanations radioactives (E. Henriot) 71
Contribution à l'étude du rayonnement du polonium (Ch. Lafitte) 97
Sur le poids atomique du radium (H. Wilde) 107
Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau (R. B. Moore) . 161
Sur le poids atomique du radium (H. Wilde) . . . 175

Spectre de l'émanation du radium (E. Rutherford [illegible] 200

[illegible] 214

[illegible] 250

[illegible] 250

[illegible] 250

Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium par suite de sa radioactivité (G.-B. Pegram et H. Webb) 271

[illegible] 278

[illegible] 545

[illegible] 545

Condensation des émanations de l'actinium et du thorium [illegible] 545

[illegible] 544

L'actinium C, nouveau produit à courte durée de l'actinium (O. Hahn et Lise Meitner) 544

[illegible] 545

Préparation de l'oxyde urano-uranique U^3O^8 et étalon de radioactivité (B.-N. McCoy et G. C. Austin) 562

[illegible] 567

Rayonnement des substances radioactives.

Sur les variations irrégulières du rayonnement radioactif et sur une méthode de détermination de la quantité [illegible] (Lise Meitner et Erich Regener) 150

Sur les deux types de rayons du radium et les rayons secondaires qu'ils produisent (B. L. Kolowrat) 172

Absorption des rayons β de quelques éléments radioactifs (O. Hahn et Lise Meitner) 215

Sur la distribution du rayonnement des corps radioactifs (H. Geiger) 216

[illegible] (A. Meyer) 251

Les changements de vitesse, dans un champ électrique, des rayons α, β et secondaires des substances radioactives (A. S. Eve) 251

Sur la répétition du rayonnement des corps radioactifs à propos du travail de M. H. Geiger (H. W. Schmidt) 507

Sur le spectre des particules α par émanation (H. Geiger) 540

Expérimentation de quelques rayons α. — Note complémentaire [illegible] des rayons β (L. Aronsohn) 541

[illegible] produits par les rayons β du radium (A. S. Eve) 542

[illegible] (O. Hahn et Lise Meitner) 545

[illegible] (A. M. Lewis) 566

[illegible] par le radium (W. Marckwald) 567

Transformations radioactives.

[illegible] (Otto Hahn) 20

Sur les premiers produits de la décomposition de l'actinium (émanium, une nouvelle émanation et la formation de l'actinium [illegible] (L. Giesel) 20

[illegible] (A. L. Mason) 42

[illegible] (Otto Hahn) 53

[illegible] 5

La production et l'origine du radium (E. Rutherford) . . 55

Le gradient de température à l'intérieur des métaux (B. Szilard) 54

Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium (William Duane) 65

Sur les courbes de radioactivité induite obtenues par MM. Sarazin et Tommasina (Jacques Danne) . 71

Note sur l'actinium (W. Marckwald et B. Kellmann) . 96

Sur la décomposition des radiums B et C à haute température (H. Willy Schmidt) 107

Sur l'activation de l'électrode centrale d'un condensateur cylindrique renfermant de l'émanation du radium (H. W. Schmidt) 108

Nomenclature dans la série du thorium. Un produit intermédiaire de courte existence entre le mésothorium et le radiothorium (Otto Hahn) 152

La distribution dans le champ électrique des dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium (Sidney Russ) 152

La présence des poussières est-elle nécessaire pour le dépôt de la radioactivité induite sous l'effet de l'effluve électrique (G. Martinelli) 152

Sur la présence du radium D, L, I dans le plomb ordinaire (J. Elster et H. Geitel) 152

Sur l'ionium un nouvel élément radioactif (Bertram B. Boltwood) 176

Sur la vie du radium (Bertram B. Boltwood) 176

Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre 225

Loi de production de l'hélium par le radium (James Dewar) 552

Action chimique de l'émanation du radium (A.-T. Cameron et William Ramsay) 559

La relation entre l'uranium et le radium (Frederick Soddy) . 578

La production de l'hélium par l'uranium (F. Soddy). 561

Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives (H.-W. Schmidt et P. Cermak). 567

Les gaz radioactifs (émanations) appartiennent-ils aux séries de l'argon? (W. Ramsay) 567

Effets des substances radioactives.

Observation d'une fluorescence à caractère scintillateur produite par les rayons β (Erich Regener) . . 507

Sur la formation de brouillards en présence de l'émanation du radium (M. Curie) 507

Sur l'ozonisation de l'air par l'émanation des sels de radium (R. Nasini et M. G. Levi) 508

Électronique

Généralités et théorie.

Le nombre d'électrons dans l'atome (Norman Campbell) 20

Rayonnement de groupes d'électrons (G. A. Schott). . . 21

Sur la masse électromagnétique (T. Levi-Civita) 21

Quantités élémentaires d'énergie, modèle de l'électricité positive et négative (J. Stark) 21

Propriétés optiques et théorie des électrons (H. Ebeling). . 21

L'électricité négative et positive en analyse spectrale (J. Stark). 22

Théorie du déplacement des raies spectrales produit par la pression (O. W. Richardson) . . . 22

Théorie de l'élargissement des raies spectrales fondée sur la [illegible] (Walter Ledig) 22

Sur l'interprétation théorique des raies spectrales (J. Hadamard) 27

Sur la théorie [illegible] dans les milieux en mouvement (Max Jacob) . 27

Sur les phénomènes du diamagnétisme et la théorie des électrons (J. Ducos) 27

Sur la théorie électromagnétique de la dispersion et de l'extinction dans les corps gazeux (L. Natanson). . . . 27

[illegible] (J. Stark) 57

Vues nouvelles sur la structure intime de la matière. A. Rigi 57
Sur le nombre des corpuscules dans l'atome. J. Bosler 106
La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques. G. A. Schott 111
L'évolution et la dévolution des éléments. A. C. et A. J. Jessup 111
Applications de la théorie cinétique des métaux. G. Retout 129
Sur les indications fournies par les récentes recherches en électricité au sujet de la relation entre la matière et l'éther. J. J. Thomson . . . 145
Influence de la dissymétrie sur le mouvement des électrons. G. A. Schott 156
A propos de l'explication des séries spectrales. G. A. Schott . . . 156
Propriétés optiques et théorie des électrons. H. Ebert 178
A propos de la théorie de la dispersion. J. Malmquist 185
L'éther de l'espace. Olivier Lodge 244
Le self-induction d'après la théorie des électrons. J. D. van der Waals fils 281
Sur les lois ponderomotrices appliquées aux électrons en repos dans un champ électromagnétique. A. Einstein et J. Laub 281
Sur les équations hydrodynamiques de l'électromagnétisme des corps en mouvement. A. Einstein et J. Laub . . . 281
A propos de la théorie de la dispersion. M. Planck 287
Nouvelle loi des séries spectrales. W. Ritz 540
Sur les rayons positifs. W. Wien 568
Nouvelles observations sur les rayons canaux en relation avec la théorie du rayonnement de Planck. J. Stark . . . 568

Propriétés de l'électron.

Une lissage limite pour équivalences rayons positifs perdent leur pouvoir de produire phosphorescence. Eugen Kunz . . . 25
Sur la dispersion des rayons α. W. H. Bragg 25
Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière. L. A. Chowning 59
Réflexion et absorption des rayons β. H. W. Schmidt . . . 118
Chutes de potentiel cathodiques et spectres de quelques gaz composés. G. Gehrcke 119
Sur les électrons positifs. Jean Becquerel 195
Nouvelle détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques. J. Classen 569
Mesures sur les rayons Becquerel. — Confirmation expérimentale de la théorie de Lorentz-Einstein. (A.-H. Becquerel 569
Sur le rapport de la charge à la masse des électrons. Comparaison des valeurs déduites de l'étude du phénomène de Zeeman et de mesures récentes sur les rayons cathodiques. A. Cotton et P. Weiss 571

Actions des champs magnétique et électrique. Phénomènes électriques et optiques qui en dépendent.

Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées à la température de l'air liquide. Jean Becquerel . . 5
Sur les phénomènes corrélatifs de l'effet Zeeman longitudinal. L. Grebe 22
Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liqueurs hétérogènes. A. Cotton et H. Mouton 27
Sur les variations [illegible] du didyme et de l'erbium dans un champ magnétique. [illegible] 27
Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique. P. Zeeman 40
Sur les phénomènes [illegible] Zeeman [illegible] . . . 54
[illegible] J. Stark 54
Remarques [illegible] sur l'effet Doppler des rayons canaux. J. Stark . . . 56
Réponse [illegible] de M. Stark. [illegible] . . . 56
Mesures [illegible] . . . 56
Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression. A. Dufour 85
Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique. P. Zeeman 95
Phénomènes de Zeeman sur les raies [illegible] . . . 112
Phénomène de Zeeman pour [illegible] M. [illegible] 112
Sur les spectres d'émission des [illegible] 112
Sur l'existence des électrons positifs. [illegible] 113
R. W. Wood 113
Dispersion rotatoire magnétique anomale du néodyme. R. W. Wood 114
Remarques sur des expériences récentes de magnéto-optique. W. Voigt 114
Champs magnétiques [illegible] W. Ritz 114
Émission des séries principales et effet Doppler des métaux [illegible] 115
Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes. J. Chaudier 162
Observation [illegible] P. Zeeman 178
Contribution [illegible] de Zeeman. W. Lohmann 178
Décomposition dissymétrique de la raie jaune du mercure 5790 dans le champ magnétique. (P. Gouin) 178
Modifications des spectres [illegible] 179
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption. [illegible] 179
La particule lumineuse considérée comme un aimant puissant et le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression. W. J. Humphreys 179
Note sur la différence entre les spectres de l'arc à l'anode et à la cathode. W. J. Humphreys 180
Recherche sur le déplacement électrique et le champ produit dans les isolants par leur mouvement dans un champ magnétique et son rapport avec la question du mouvement relatif de l'éther et de la matière. (S. J. Barnett) 180
Le phénomène de Zeeman et le second principe de la thermodynamique. O. M. Corbino 217
Variation de résistance des métaux dans le champ magnétique. N. Dragoumis 218
Sur la résistance électrique de la matière en mouvement. J. V. Eötvös et A. O. Rankine 218
Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène. [illegible] 22
Mesures de polarisation rotatoire magnétique dans l'ultra-violet. St. Landau) 282
A propos des dissymétries du triplet de Zeeman. W. Voigt . 285
Nouvelles observations sur les triplets asymétriques. P. Zeeman 285
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne d'un triplet. P. Zeeman 285
Changement [illegible] des triplets. Zeeman 285
Sur les spectres [illegible] J. Stark . . . . . [illegible]

[illegible] 286
[illegible] 287
[illegible] 288
Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique, de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux (A. Dufour) . . . 291
[illegible] 309
[illegible] 309
Le spectre de la décharge d'une cathode de chaux incan- [illegible] 311
Les lois du rayonnement et la répartition des intensités [illegible] 311
Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des [illegible] 311
Fluorescence et effet photo-électrique des substances orga- [illegible] 312
La théorie de la valence fondée sur l'atomisme électrique [illegible] 312
Sur une influence des rayons cathodiques sur les rayons canaux [illegible] 329
[illegible] 348
[illegible] 349
Observations de K. Honda sur la polarisation rotatoire [illegible] 349
Sur la modification des spectres d'émission et sur la question des électrons positifs (Jean [illegible] 356
L'influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence (H. du Bois et [illegible] 371
[illegible] 372
[illegible] 372
Recherche spectroscopique des champs magnétiques sur le [illegible] 372
Absorption par une vapeur incandescente dans le champ [illegible] 373
Le phénomène de Zeeman et le deuxième principe de la [illegible] 373

Diélectricité et magnétisme.

[illegible] 25
[illegible] 115
[illegible] 115

Circonstances de formation des électrons.

Rayons cathodiques et rayons β.

[illegible] 116
[illegible] 117
Sur la production générale des rayons d'électricité posi- [illegible] 154
[illegible] 155
L'action magnétique des rayons cathodiques (Eugen [illegible] 181
Sur la lumière positive et le passage de l'électricité dans les gaz (P. Villard) 356
[illegible] 373
[illegible] 373

Rayons canaux et rayons α.

Sur une méthode de numération des particules α par la scintillation, et sur la grandeur de la quantité élémentaire d'électricité (Erich Regener) 180
Sur le groupe des rayons canaux (E. Goldstein) 180
Rayons anodiques (E. Gehrcke et O. Reichenheim) 181
Existence probable d'une nouvelle espèce de rayons (rayons magnétiques durant la décharge dans un champ magnétique) (A. Righi) 181
Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives (E. Rutherford et H. Geiger) 257
La charge et la nature des particules α (Rutherford et H. Geiger) 265

Lumière ultra-violette.

Sur la vitesse initiale des électrons dans l'effet photo-électrique (E. Ladenburg et K. Markau) 373

Rayons secondaires.

Sur la radiation Röntgen secondaire des gaz et des vapeurs (J. A. Crowther) 25
Sur les rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ (R. D. Kleeman) 25
Radiation Röntgen secondaire dans l'air (R. T. Beatty) . 27
Recherches sur les rayons secondaires du radium (H. Starke) 35
Sur la fatigue des métaux soumis aux rayons du radium (J. A. Crowther) 119
Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz (J.-J. Thomson). 276
Rayons secondaires des rayons Röntgen (J. Laue) . . . 309

Rayons X et rayons γ.

L'absorption sélective des rayons Röntgen (G. W. G. Kaye) . 27
Diffusion des rayons X (Charles G. Barkla) 120
Recherches expérimentales sur la nature des rayons γ (H. Bragg et Madsen) 182
Sur les effets calorifiques produits par les rayons Röntgen dans le plomb et dans le zinc (H. A. Bumstead) . . . 182
A propos de la vitesse des rayons Röntgen (J. Franck et R. Pohl). — Théorie de l'appareil de mesure pour la vitesse des rayons Röntgen (Erich Marx) 183
Spectre d'absorption des rayons Röntgen mesurés à l'aide d'un microradiomètre (J. M. Adams) 184
A propos de la diffraction des rayons Röntgen (B. Walter et R. Pohl) 184
La nature des rayons γ et des rayons X (W. H. Bragg) 215
La nature des rayons γ (J. J. Thomson) 309
Nature des rayons γ (J. P. V. Madsen) 378
Action des rayons Röntgen sur la décharge (Erich Marx) . 378
Sur les rayons de Röntgen et la loi d'absorption de Röntgen (M. Seitz) 378

Radiations

Propriétés des radiations.

Émission, absorption, dispersion, réflexion, polarisation. Interférence.

Absorption dans des gaz lumineux (A. Pelletier) . . . 28
[illegible] 28
Représentation géométrique de Gibbs du phénomène de la réflexion de la lumière (Arthur W. Ewell) . . . 57
Sur le rayonnement purement thermique (F. Paschen) . . 58
[illegible] 59

Réflexion sélective des sels d'acide carbonique et d'autres acides oxygénés (L. B. Morse) . . . 59
Sur la théorie de la rotation du plan de polarisation par les solutions (J. J. Thomson) . . . 59
Influence de la température sur les propriétés optiques des corps dissous (G. Chenevau) . . . 59
Oscillateurs magnétiques employés comme radiateurs en télégraphie sans fil (J. A. Fleming) . . . 59
Émission du carbone dans quelques flammes dans la région de l'ultra-violet (A. Ameiro) . . . 59
Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux (A. Cotton et H. Mouton) . . . 59
Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière (Charles V. Drysdale) . . . 120
Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux (A. Cotton et H. Mouton) . . . 120
Sur la biréfringence magnétique des liquides organiques (A. Cotton, H. Mouton et P. Weiss) . . . 120
Interférences de lames planparallèles dans le spectre continu (L. Grunmach et O. Reichenheim) . . . 121
Sur l'absorption des ondes électriques de courte longueur d'onde par l'air à différentes pressions (James E. Ives et Robert E. Cyril Gowdy) . . . 184
Sur la dispersion anomale des vapeurs métalliques (H. Ebert) . . . 185
Réfraction et dispersion de l'hélium (Kurt Hermann) . . . 185
Sur l'indice de réfraction de l'hélium (K. Schulz et R. Schmidt) . . . 185
Sur l'optique des corps en mouvement (J. Laub) . . . 185
La constance des longueurs d'onde des raies spectrales (H. Kayser) . . . 185
Une théorie simple des maxima secondaires des spectres des réseaux (R. W. Wood) . . . 186
Sur les indices de réfraction du protoxyde d'azote, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique gazeux (C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe) . . . 218
Sur la dispersion du mercure, du soufre, du phosphore gazeux et de l'hélium (C. Cuthbertson et E. Parr Metcalfe) . . . 218
L'indice de réfraction et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium (W. Burton) . . . 219
Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or (Walter Steubing) . . . 254
Sur la formule du rayonnement de Jeans-Lorentz (O. Lummer et E. Pringsheim) . . . 254
Contribution à la théorie de la trame photographique (H. Calmels et L.-P. Clerc) . . . 255
Quelques propriétés de la lumière de très courte longueur d'onde (Th. Lyman) . . . 312
L'absorption de quelques gaz pour la lumière de très courte longueur d'onde (Théodore Lyman) . . . 312
Étude de la dispersion dans les milieux fortement absorbants au moyen des spectres cannelés (S.-R. Williams). 313
Sur la longueur d'onde des rayons restants du gypse (John Koch) . . . 550
Relation entre la lumière de très courte longueur d'onde et la décharge dans les tubes à vide (Th. Lyman) . . . 579

Spectroscopie.

Recherches spectroscopiques dans le domaine des longueurs d'onde extrêmement courtes (Th. Lyman) . . . 57
Un nouvel élément : le lutécium résultant du dédoublement de l'ytterbium de Marignac (G. Urbain) . . . 58
Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite (A. de Gramont) . . . 58
Sur le spectre des métaux alcalins (C. Runge) . . . 59
Longueurs d'onde exactes des raies 7-7 3900 et 3917 dans les spectres d'arc et d'étincelle du titane (Norton A. Kent et Alfred H. Avery) . . . 186
Contributions à l'étude du spectre d'émission infra-rouge des alcalins (A. Bergmann) . . . 186
Représentation dans l'espace des raies spectrales et nouvelle série du potassium (Arthur Bergmann et E. Rieche) . . . 186
Sur les spectres des métaux alcalins (à propos du travail de C. Runge) (W. Ritz) . . . 187
Comparaison de certaines bandes du spectre des taches solaires et du spectre d'un arc au calcium dans une atmosphère d'hydrogène (Charles M. Olmstedt) . . . 187
Sur le spectre de bandes de la fluorine (B. Walter) . . . 187
Étude spectroscopique des flammes de hydrogène (MM. G. A. Hemsalech et C. de Watteville) . . . 219
Sur les spectres de flamme du fer (MM. G. A. Hemsalech et C. de Watteville) . . . 220
Sur la présence des raies d'étincelle dans le spectre de l'arc (MM. Ch. Fabry et H. Buisson) . . . 220
Sur les doubles spectres de lignes des éléments chimiques (E. Goldstein) . . . 255
Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément (G. Urbain) . . . 254
Sur le spectre du fer observé dans la flamme du chalumeau oxyhydrique (G. A. Hemsalech et A. de Watteville) . . . 254
Recherches sur le spectre du baryum du côté des grandes longueurs d'onde (Victor Hoeller) . . . 313
Sur deux régimes différents de l'arc au fer (H. Buisson et Ch. Fabry) . . . 314
Sur les spectres discontinus de luminescence cathodique de certains composés aromatiques (Otto Fischer) . . . 550
Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges; I. Longueurs d'onde normales jusqu'à 27 000 A (F. Paschen) . . . 579
Les intensités relatives des spectres de lignes (P.-G. Nutting) . . . 580
Décompositions atomiques et séries spectrales (A.-L. Bernoulli) . . . 580
Sur la séparation magnétique des lignes du Barium, de l'Yttrium, du Zirconium et de l'Osmium (B.-E. Moore). 580
Note préliminaire sur un nouvel élément présent dans la thorianite (Masataka Ogawa) . . . 581

Effets physiques et chimiques des radiations.

Actions chimiques de la lumière (II). — Sensibilisation photo-chimique des réactions gazeuses et théorie de l'action catalytique de la lumière (Fritz Weigert) . . . 58
Sur la décoloration des couleurs organiques par la lumière visible (P. Lasareff) . . . 59
Sur le phénomène appelé rayons de Moser (Elisabeth Ellgady) . . . 187
Quelques remarques sur les actions photo-chimiques (E. Warburg) . . . 187
La radiation actinique du soleil au Mt Rose. — Expériences faites à la cabane de la Reine Marguerite avec l'actinomètre photo-électrique (Lustig et Gelli) . . . 314
Contribution à la connaissance du phénomène de solarisation, et d'autres propriétés de l'image latente (A.-P.-H. Trivelli) . . . 314
Sur une action photographique de la lumière infra-rouge (M. A. Gaudram de Montcelz) . . . 315
Recherches sur les oscillations électriques non amorties (Kiebitz) . . . 315
Expérience avec les radiations invisibles de la décharge explosive dans l'air (J. Schrinagly) . . . 315
Sur l'action photographique des métaux et du peroxyde d'hydrogène (Sum Sealang) . . . 550
Sur la sensibilité des plaques photographiques à différentes températures (Robert-James Wallace) . . . 581
Scintillations du sulfure de zinc (E. Rutherford) . . . 582

Phosphorescence

Généralités et théories.

Théorie de la luminescence (J. de Kowalski) . . . 58

[illegible] J. de Kowalski et [illegible] 28
[illegible] Kowalski . 29
[illegible] John [illegible] . . 187

Phosphorescence des solides.

[illegible] W. [illegible] G. [illegible] 121
[illegible] de calcium sous l'action de la lumière (José Rodriguez Mourelo) . . . 121
[illegible] sous l'influence des [illegible] . . . 188
[illegible] A. Lois [illegible] 188
[illegible] Variation de [illegible] de la phosphorescence de la blende de Sidot produites par la température (C. A. Pierce) . . . 188
Sur la phosphorescence mécanique Andrew Stephenson . 188
[illegible] de substances [illegible] W. Street 582
[illegible] 582

Ionisation

Propriétés générales des ions.

Mobilité, diffusion, recombinaison, phénomène de condensation, dénombrement, charge, masse.

[illegible] dans les gaz John [illegible] . . . 157
[illegible] par [illegible] gaz ionisé E. A. Mouriquand et [illegible] . . . 158
[illegible] aux hautes pressions Henry A. Erikson . 190
Recherches sur les gaz ionisés A. Byng . 211
[illegible] d'un point C. Barus . . 221
Recherches sur la diffusion des ions gazeux [illegible] 321
Influence de la pression sur l'ionisation des gaz [illegible] . 325
La sursaturation et la condensation en brouillard de cer[illegible] 352
[illegible] Auguste Righi 376
[illegible] A. Righi, M. G. [illegible] 377

Circonstances de formations des ions.

Flammes, gaz de la flamme, corps incandescents.

[illegible] A. Occhialini 50
[illegible] 122
[illegible] 122
[illegible] H. A. Wilson 220
[illegible] 255
[illegible] 351
[illegible] 374

Barbotage, frottement, choc.

Ionisation par barbotage (Léon Bloch) 48
[illegible] 50
[illegible] 321

Aigrette, étincelle, arc.

Expériences sur le potentiel minimum de l'aigrette et ses variations avec la température P. Prunsheim 50
Arc électrique entre électrodes métalliques (W. G. Cady et H. D. Arnold) 50
Potentiels explosifs en présence de diaphragmes (Lavoro Amaduzzi) 50
Potentiels explosifs aux hautes pressions. Loi de Paschen (Cassuto et Occhialini) 59
Abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons cathodiques J. Herweg 60
L'étincelle entre électrodes incandescentes (A. Occhialini). 60
La quantité d'électricité à laquelle donne passage l'étincelle d'induction à basse pression S. Marinesco 60
Influence du métal des électrodes sur le potentiel disruptif avec étincelle d'induction F. Mueller 60
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointes de différentes dimensions John Zeleny . . . 60
Détermination de la résistance de l'étincelle par l'emploi d'une résistance équivalente (MM. Lebedinski et Makalewski) 61
Stratification dans l'étincelle électrique J. Magri 61
Différence de potentiel entre électrodes métalliques dans l'arc à courant continu A. Guye et L. Ryss . . 61
Décharges superficielles Max Toepler . . . 61
Décharges superficielles Max Toepler. Note complémentaire 61
Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques (C. E. Guye et L. Zebrikoff). 65
Conditions agissant sur la décharge des électrodes dans les phénomènes d'ionisation (J. G. Davidson) 121
Expériences sur la distribution du potentiel le long de l'étincelle Lavoro Amaduzzi 190
Sur les vapeurs métalliques dans l'étincelle électrique A. Battelli et L. Magri 190
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointe John Zeleny 190
Note sur les potentiels explosifs R. J. Lagrange . . 190
Sur l'arc électrique entre électrodes métalliques W. G. Cady et H. D. Arnold 191
Différence de potentiel et stabilité de l'arc alternatif entre métaux C. E. Guye et A. Biron 255
Sur l'ionisation dans les flammes L. Maccioni . . . 255
Potentiels explosifs minimums John L. Airey 374
La constitution de l'étincelle électrique (T. Royds 375
Sur quelques phénomènes présentés par les gaz qui ont été exposés à l'étincelle ou à l'arc H. Rausch von Traubenberg 376
Observations sur la structure de l'arc W. B. Hett . 376

Réactions chimiques.

Ionisation par le phosphore et phosphorescence Eugène Bloch . 375

Lumière ultraviolette.

Effets photoélectriques A. Lauenberg . 61
Expériences sur l'allure de l'effet photoélectrique chez les métaux pendant le passage de l'état solide à l'état liquide H. Dember . 61
Sur la fatigue photoélectrique de quelques métaux alcalins Mlle Marie Sadzewicz . 61
Changements de sensibilité des piles photo-électriques H. Dember . 122
Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultraviolette et **sur la preuve d'une structure de la lumière fournie** par ses propriétés électriques J. J. Thomson . . 158
Sur le phénomène photo-électrique pour des feuilles d'or minces H. Rieder et Erich Lohnstein . 158
Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultraviolette J. Bloch 221
Recherches sur l'effet photo-électrique dans des liquides colorants A. Gutmann . 374
Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium [illegible] 374

Rayons cathodiques, rayons Röntgen, rayons secondaires, substances radioactives.

L'ionisation des gaz par les rayons α et l'hypothèse de la recombinaison initiale (M. [illegible]) . . . 156
Curieux phénomènes d'émission dans un tube [illegible] (H. A. Perkins) . . . 515

Ionisation spontanée de l'atmosphère.

[illegible] des [illegible] magnétiques des [illegible] (M. [illegible]) . . . 62
[illegible] (Alexander Schuster) . . . 125
Remarques sur le rapport entre [illegible] et les perturbations magnétiques (MM. Gockel et Bachmann) . . . 125
[illegible] de l'air sur [illegible] (D. [illegible]) . . . 124
Remarques sur une [illegible] du pôle (Hecht) . . . [illegible] dans l'atmosphère (K. [illegible]) . . . 221
Variation diurne du gradient atmosphérique (D. Sumanow) . . . 221
L'Ionisation de l'air par la lumière ultra-violette (E. Bloch) . . . 240
Les rayons cathodiques et [illegible] (P. [illegible]) . . . 377

Ionisation des liquides et des solides.

Diélectriques solides et liquides.

Détermination de la variation du coefficient de l'équation de Lorentz et application expérimentale à la conductibilité des isolants (J. Kunetsberger et E. Ebert) . . . 31
Sur l'ionisation des diélectriques liquides par les rayons du radium (G. Jaffé) . . . 124
Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques (P. Langevin) . . . 189

Phénomènes électrolytiques.

Influence du champ magnétique sur la résistance d'électrolytes (G. Bernini) . . . 62
De l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes (G. Berndt) . . . 62
Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau (G. Borzaro) . . . 65
Sur les conductibilités des solutions de sels dans les acides (M. Poncelon) . . . 167
Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides (E. Bouty) . . . 315
Courants dus à l'effet Volta et siège de la force électromotrice de contact (O. M. Corbino) . . . 316
Réactions chimiques dans un champ magnétique (G. Berndt) . . . 316
La décomposition de l'ammoniaque par l'effluve considérée comme réaction monomoléculaire (Robert Pohl) . . . 316
De l'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau (G. Leithäuser et R. Pohl) . . . 317
Contribution à la physique de la flamme (H. Mache) . . . 318
Sur le frottement intérieur et la densité dans la flamme du bec Bunsen (V. Bronsen) . . . 318

Atomistique

Théorie électronique et valence chimique (Hans Kauffmann) . . . 185
Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons (L. Chenevau) . . . 62
L'influence de la structure moléculaire sur le frottement [illegible] (M. P. [illegible]) . . . 62
L'agitation moléculaire et le mouvement brownien (Jean Perrin) . . . 316
Sur les [illegible] produites dans les gaz par rétrodissemination (Gwilym Owen et E. Rhodes) . . . 317

Technique

Unités, mesures, méthodes et dispositifs.

[illegible] (W. [illegible]) . . . 31
[illegible] (MM. G. A. Hemsalech [illegible]) . . . 65
Un gaz produit par les électrodes d'aluminium (R. v. Hirsch et E. [illegible]) . . . 64
Résistance électrique d'alliages très résistants aux températures [illegible] . . . 124
La formation de bulles gazeuses dans les parois de tubes à vide (Eugen Pum) . . . 125
[illegible] (E. Lomas) . . . 125
[illegible] précieuses de la famille des Aluminides (F. Bordas) . . . 126
Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X (E. Hess) . . . 222
Effet de redressement dans un tube à vide (Henry A. Perkins) . . . 222
Nouvelle méthode électrostatique pour la mesure de petites quantités d'électricité (A. Einstein) . . . 222
La sensibilité des cellules de sélénium en fonction de la température (Joel Stebbins) . . . 256
Recherches sur la variation de résistance des cellules de sélénium (F.-C. Brown et Joel Stebbins) . . . 256
Propriétés contraires du sélénium (Chr. Ries) . . . 256
La transformation dans le vide du diamant en coke par les rayons cathodiques (Charles A. Parsons et Allan A. Campbell Swinton) . . . 256
Sur l'effet de la position du réseau (ou du prisme) sur le pouvoir résolvant d'un spectroscope (Alfred W. Porter) . . . 319
Pouvoir émissif et éclairement du sélénium cristallisé (E. Amaduzzi) . . . 320
Sur la radiation nocturne (A. Lo Surdo) . . . 320
Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction (M. G. A. Hemsalech) . . . 320

Appareils.

Optique.

Expériences de démonstration sur la chaleur rayonnante au moyen de l'écran au sulfure de zinc (E. Dannerberg) . . . 31
Spectroscope interférentiel simple (E. Gehrke) . . . 31
Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents (C. Tissot et E. Pellin) . . . 32
Sur le procédé direct de photographie des couleurs par les procédés Lippmann et Lumière (H. Lehmann) . . . 32
Étude sur la sensitométrie (J. Wallace) . . . 65
Photomètre à sélénium pour l'étude de la luminosité de la lune (J. Stebbins et C. Brown) . . . 65
Nouveau spectrophotomètre du type Hüfner (Robert A. Houstoun) . . . 125
Nouvel actinomètre (W.-A. Michelson) . . . 126
Contribution à l'étude du rayonnement calorifique solaire (C. Fery et G. Millochau) . . . 126
Sensibilité du sélénium à la lumière (E. Ruhmer) . . . 127
Photomètre à lecture directe (G. Fery) . . . 144
Spectroscope autocollimateur de grande clarté (Du Bois, Elias et Lowe) . . . 319

Électricité.

Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs à haute tension (A. Coehn) . . . 65
Sur un électromètre à fil (C. W. Lutz) . . . 96
Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs (A. Coehn) . . . 125
Condensateur pour mesures électrostatiques (M. [illegible]) . . . 145
Capacité [illegible] . . . 222
Sur un [illegible] (E. Dorizzatti) . . . 222

[illegible] N. Ros- [illegible] . . 720
[illegible] G.-W. Stewart . 720

Ionisation.

[illegible] pour la mesure du [illegible] Vincent Cenzato 51
[illegible] pour la mesure de l'ionisation [illegible] . . . 65
Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère M. Th. Wulf . . . 170
[illegible] dans les précipitations [illegible] K. Kyoda 191
Electromètres et électroscopes à compensation [illegible] . . . 551

Rayons cathodiques et rayons X.

Nouveau quantitomètre pour rayons X. M. H. Guilleminot . 51

Divers.

[illegible] . 52

Revue des Livres

Ac[illegible] pour l'an 1908, publié par le Bureau des longitudes. 52
[illegible] H. Bouasse 52
[illegible] de l'Ecole normale de l'Assise. Georges Matisse . 64
[illegible] M. Allamand et A. Foulet . . . 127
[illegible] M. Allamand 127
Cours d'électricité (H. Pellat) 127
[illegible] physique. Leur théorie et leur rôle dans l'hypothèse de la constitution de la ma- [illegible] 128
Condensation of vapor as induced by nuclei and ions. C. Barus 128
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik 1907. J. M. Eder 128
Traité théorique et pratique de chimie photographique. R. Namias 128
Optique physique. M. R. W. Wood 159
Méthodes de calorimétrie usitées au laboratoire thermique de l'Université de Moscou. W. Louguinine et A. Schukarew 191
Introduction à l'étude de l'électricité statique et du magnétisme. E. Bichat et R. Blondlot 191
Beitrage zur allgemeinen Kolloidchemie. Contribution à la chimie générale des colloïdes. B. Szilard 192
Josiah Willard Gibbs. A propos de la publication de ses mémoires scientifiques. Pierre Duhem 192
Les progrès de la photographie astronomique (P. Stroobant) 192
Muller Pouillets. Otto-Lummer 224
La moderna teoria dei fenomeni fisici. Radioattività, Ioni, Elettroni. — Les théories modernes des phénomènes physiques. Radioactivité, ions, électrons. — Die moderne Theorie der physikal. Erscheinungen. Radioaktivität, Ionen, Elektronen. A. Ricci 552
Il moto dei ioni nelle Scariche Elettriche. A. Ricci . . . 552
La Ionizzazione e la Convezione Elettrica nei Gas. L. Amaduzzi 552
Annuaire du Bureau des longitudes pour l'an 1909 . . . 552
Traité de Physique et de Météorologie (Muller-Pouillet). 583
Leçons sur l'atomisme chimique. L.-W. Hinrichsen . . 585
Magneto und Elektro-optik (Waldemar Voigt) 585
La théorie de la lumière. Richard C. Maclaurin . . 584
Les rayons cathodiques. P. Villard . . 584

Nécrologie

Henri Becquerel (1852-1908) 289

Table alphabétique par noms d'auteurs

A

ABRAHAM (M.) :
Théorie der Elektricität . . . 127
Théorie der Elektricität . . . 127

ADAMS (J. M.) :
Spectre d'absorption des rayons Röntgen mesurés à l'aide d'un microradiomètre . . . 184

AICHY (K.) :
Remarques sur une note du prof. Homma « Distribution de l'électricité dans l'atmosphère » . . . 221

ALLEN (S. J.) :
Un instrument de zéro pour la mesure de l'ionisation. 65
Radioactivité d'une atmosphère chargée de fumée. . 155

ALMY JOHN (E.) :
Potentiels explosifs minimums . . . 374

AMADUZZI (Lavoro) :
Potentiels explosifs en présence de diaphragmes . . . 30
Expériences sur la distribution du potentiel le long de l'étincelle . . . 190
Pouvoir émissif et éclairement du sélénium cristallisé. 320
La Ionizzazione e la Convezione Elettrica nei Gas . . 352

AMERIO (A.) :
Émission du carbone dans quelques flammes dans la région de l'ultra-violet . . . 59

ASCHKINASS (E.) :
Parcours et absorption des rayons α. — Note complémentaire sur les rayons secondaires des rayons α. 341

ASHMAN (GEORGES) :
Détermination quantitative de l'émanation du radium dans l'atmosphère . . . 368

ASTON (F. W.) :
Expériences sur nouvel espace obscur dans l'hélium et l'hydrogène . . . 116

B

BAEYER (O. v.) :
Sur les rayons cathodiques lents . . . 155
Sur l'effet Zeemann dans des champs magnétiques faibles . . . 309

BARKLA (CHARLES G.) :
Diffusion des rayons X . . . 120

BARNETT (S. J.) :
Recherche sur le déplacement électrique et le champ produit dans les isolants par leur mouvement dans un champ magnétique et son rapport avec la question du mouvement relatif de l'éther et de la matière . . . 180

BARUS (C.) :
Condensation of vapor as induced by nuclei and ions. 128
Les propriétés des nucléations d'eau pure . . . 221

BATTELLI (A.) et MAGRI (L.) :
Sur les vapeurs métalliques dans l'étincelle électrique. 190

BEATTY (R. T.) :
Radiation Röntgen secondaire dans l'air. . . . 27

BECKER (A.) :
Sur le frottement intérieur et la densité dans la flamme du bec Bunsen . . . 318

BECQUEREL (Jean) :
Recherches sur les phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux et les solutions solidifiées, à la température de l'air liquide. 5
Sur les variations des bandes d'absorption des sels de didyme et d'erbium dans un champ magnétique . 27
Sur les électrons positifs . . . 195
Sur une influence des rayons cathodiques sur les rayons canaux . . . 329
Sur les modifications des spectres d'émission et l'absorption sous l'influence d'un champ magnétique et sur la question des électrons positifs. . . . 356

BECQUEREL (JEAN) et KAMERLINGH-ONNES (H.) :
Absorption de la lumière et phénomènes magnéto-optiques dans les sels de terres rares aux températures de liquéfaction et de solidification de l'hydrogène . . . 227

BECQUEREL (HENRI) :
Sur les spectres d'émission des fluorines. . . 112
Henri Becquerel 1852-1908) . . . 289

BERGMANN (A.) :
Contributions à l'étude du spectre d'émission infrarouge des alcalins. . . . 186

BERNDT (G.) :
De l'influence d'un champ magnétique sur la résistance des électrolytes . . . 62
Influence du champ magnétique sur la résistance d'électrolytes. . . . 62
Réactions chimiques dans le champ magnétique . . . 316

BERNOULLI (A.-L.) :
Décompositions atomiques et séries spectrales . . . 380

BESTELMEYER (A.) :
Électrons positifs. . . . 309

BESTELMEYER et MARSH :
Sur la production générale des rayons d'électricité positive et d'électricité négative dans les gaz raréfiés. . . . 154

BICHAT (E.) et BLONDLOT (R.) :
Introduction à l'étude de l'électricité statique et du magnétisme . . . 191

BLANC (G. A.) :
Sur la présence du thorium dans le sol à Rome. . . 109
Produits du radium et du thorium dans l'atmosphère et dans le sol à Rome. . . . 155

BLANC (A.) :
Recherches sur les gaz ionisés. . . . 211

BLOCH (Léon) :
Ionisation par barbotage. . . . 18
Sur les différences de potentiel de contact entre métaux et liquides . . . 315

BLOCH (E.) :
Sur l'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette. 221
L'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette . . . 240
Sur un phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension . . . 311

BLOCH (L.-B.) :
Ionisation par le phosphore et phosphorescence . . . 355

BOIZARD (G.) :
Sur la conductibilité électrique dans les mélanges d'acide ou de base et d'eau. . . . 63

BOLTWOOD BERTRAM (B.) :
Sur la radioactivité des minéraux d'uranium . . . 173
Sur l'ionium un nouvel élément radioactif . . . 176
Sur la vie du radium . . . 176

BORDAS (F.) :
Recherche de faibles quantités d'hélium dans les minéraux . . . 125
Contribution à l'étude de la formation de certaines pierres précieuses de la famille des Aluminides. . 126

[illegible] dans les minerais contenant [illegible] 217

Borne (G. V. dem) :
[illegible] 20

Bosler (J.) :
Sur le nombre des corpuscules dans l'atome. 106

[illegible] (H.) :
[illegible] 52

[illegible] 115

[illegible] (W. H.) :
[illegible] 25
La nature des rayons γ et des rayons X . . 215

Bragg (H.) et Maden :
[illegible] 182

[illegible] (A.) :
Sur la radioactivité des eaux de Plombieres 47

[illegible] (M. de) :
Sur l'ionisation par barbotage 50

[illegible] (Howard L.) :
Sur l'activité relative de l'émanation et du dépôt radioactif du thorium et de l'actinium. 344

Brown (L. C.) et Stevens (Ed.) :
Recherches sur la variation de résistance des cellules de sélénium 256

Bucherer (A.-H.) :
Mesures sur les rayons Becquerel. — Confirmation expérimentale de la théorie de Lorentz-Einstein . 369

Buisson (H.) et Fabry (Ch.) :
Sur deux régimes différents de l'arc au fer 314

[illegible] (H. A.) :
Sur les effets calorifiques produits par les rayons Röntgen dans le plomb et dans le zinc. 182

Burton (Evans Moore) :
Phénomène de Zeeman sur les raies du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium 112

[illegible] (W.) :
L'indice de réfraction et la dispersion de la lumière dans l'argon et l'hélium 219

C

[illegible] (W. G.) et [illegible] (H. D.) :
[illegible] métalliques 50
[illegible] électrique entre électrodes métalliques 191

[illegible] (H.) et [illegible] (L. P.) :
[illegible] de la trame photographique 255

[illegible] (A. F.) et Ramsay (William) :
Action chimique de l'émanation du radium . 339
[illegible] du radium. . . . 345

Campbell (Norman) :
[illegible] dans cathode 20

[illegible] :
[illegible] 5

[illegible] 59

[illegible] 56

[illegible] 179

Cathiard (André) :
[illegible] 125

[illegible] 65

Chaudier (J.) :
Sur les propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes 162

Crenevéau (C.) :
Influence de la température sur les propriétés optiques des corps dissous 59
Sur la valence de la molécule saline dissoute déduite des propriétés dispersives de la solution et de la théorie des électrons 62

Cirera et Balcelli :
Remarques sur le rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques 125

Classen (J.) :
Nouvelle détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques 369

Clelland (J. A. Mc.) :
Rayons β secondaires. 251

Conrad (Victor) :
Collecteur à gouttes transportable pour la mesure du champ terrestre 51

Constanzo (G.) et Negro (C.) :
Sur quelques phénomènes d'ionisation produits par la neige 221

Corbino (O. M.) :
Le phénomène de Zeeman et le second principe de la Thermodynamique 217
Courants dus à l'effet Volta et siège de la force électromotrice de contact 316
Absorption par une vapeur incandescente dans le champ magnétique sous différents azimuts . . . 373

Cossar (C.) :
Capacité variable. 222

Cotton (A.) et Mouton (H.) :
Sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes et des liqueurs hétérogènes. 27
Biréfringence magnétique de liquides organiques non colloïdaux. 59

Cotton (A.), Mouton (H.) et Weiss (P.) :
Sur la biréfringence magnétique des liquides organiques 120
Nouvelle propriété optique (biréfringence magnétique) de certains liquides organiques non colloïdaux . 120

Cotton (A.) et Weiss (P.) :
Sur le rapport de la charge à la masse des électrons. Comparaison des valeurs déduites de l'étude du phénomène de Zeeman et de mesures récentes sur les rayons cathodiques 371

Coy (H. Mc.) :
La présence du cuivre et du lithium dans les minéraux contenant du radium. 19

Coy (H. N. Mc.) et Ashman (G. C.) :
Préparation de l'oxyde urano uranique U^5O^8 et étalon de radioactivité 362

Crowther (J. A.) :
Sur la radiation Röntgen secondaire des gaz et des vapeurs 25
Sur la dispersion des rayons β de l'uranium par la matière 76
Sur la fatigue des métaux soumis aux rayons du radium 119

[illegible] (M.) :
Sur la formation de brouillards en présence de l'émanation du radium 307

[illegible] (M.) et [illegible] (M.) :
Action de l'émanation du radium sur les solutions des sels de cuivre 225

Cuthbertson (C.) et Parr Metcalfe (E.) :
Sur les indices de réfraction du protoxyde d'azote, de l'anhydride sulfureux et de l'anhydride sulfurique gazeux 218

Sur la dispersion du mercure, du soufre, du phosphore gazeux et de l'hélium . . . 218

D

Dadourian (H.)
Sur les constituants de la radioactivité atmosphérique 102

Dagostino (N.)
Variation de résistance des métaux dans le champ magnétique 218

Danne (Jacques)
Sur les courbes de radioactivité induite obtenues par MM. Sarazin et Tommasina 71

Danneberg (R.)
Expériences de démonstration sur la chaleur rayonnante au moyen de l'écran au sulfure de zinc . . . 51

Davidson (J. G.)
Conditions agissant sur la décharge des électrodes dans les phénomènes d'ionisation 121

Deininger (F.) :
Émission de corpuscules négatifs par les métaux incandescents et la chaux incandescente 122

Demeur (H.)
Expériences sur l'allure de l'effet photoélectrique chez les métaux pendant le passage de l'état solide à l'état liquide 61
Changements de sensibilité des piles photoélectriques 122

Dewar (James) :
Loi de production de l'hélium par le radium. 552

Dolezalek (I.)
Sur un électromètre à binants à aiguille et à miroir . 222

Drysdale (Charles V.)
Sur le rendement lumineux et l'équivalent mécanique de la lumière . . . . . 1[illegible]0

Duane (William) :
Sur l'émission d'électricité par la radioactivité induite du radium 65

Du Bois et Elias
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective 179
Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption sélective 288
L'influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence . 371

Du Bois, Elias et Lowe :
Spectroscope autocollimateur de grande clarté . 319

Dufour (A.)
Sur les changements de longueur d'onde des raies des spectres d'absorption des vapeurs d'hypoazotide et de brome sous l'influence d'une variation de pression 86
Modifications normales et anormales, sous l'influence d'un champ magnétique, de certaines bandes des spectres d'émission de molécules de divers corps à l'état gazeux. 291

Duhem (Pierre) :
Josiah Willard Gibbs. A propos de la publication de ses mémoires scientifiques . 192

E

Earhart (R. F.) :
Note sur les potentiels explosifs 190

Eder (J. M.)
Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstecknik 1907. 128

Einstein (A.) :
Nouvelle méthode électrostatique pour la mesure de petites quantités d'électricité 222

Einstein (A.) et Laub (J.) :
[illegible] 281
[illegible] 281

Eman (Walter) :
Théorie de l'[illegible] sur la résonance 22

Ester (J.) et Geitel (H.)
Sur la présence du radium D, E, F dans le plomb ordinaire . . . 152
La radiation actinique du soleil au Mt Rose. — Expériences faites à la cabane de la Reine Marguerite avec l'actinomètre photo-électrique. 314

Engler (W.)
Influence de la température sur les transformations radioactives . 278

Erfle (H.)
Propriétés optiques et théorie des électrons 21
Propriétés optiques et théorie des électrons. 178
Sur la dispersion anomale des vapeurs métalliques 185

Erikson (Henry A.) :
Ionisation des gaz aux hautes pressions 190

Eve (A. S.)
Sur la quantité d'émanation de radium dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre . 51
Les rayons γ secondaires produits par les rayons du radium. 342
Sur la quantité d'émanation de radium présente dans l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre. 347
Les changements de vitesse, dans un champ électrique, des rayons α, β et secondaires des substances radioactives 251

Ewell (Arthur W.) :
Représentation géométrique de Gibbs du phénomène de la réflexion de la lumière. . . . 57

F

Fabry (M. Ch.)
Sur la polarisation par réfraction et la propagation de la lumière dans un milieu non homogène. 28

Fabry (Ch.) et Buisson (H.) :
Sur la présence des raies d'étincelle dans le spectre de l'arc. 220

Féry (Ch.) :
Photomètre à lecture directe 144

Féry (C.) et Millochau (G.) :
Contribution à l'étude du rayonnement calorifique solaire 126

Fleming (J. A.)
Oscillateurs magnétiques employés comme radiateurs en télégraphie sans fil 59
Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium sodium . . 374

Flemming
Observation de la radioactivité de l'atmosphère en ballon libre 368

Franck (J.) et Pohl (R.) :
A propos de la vitesse des rayons Röntgen . . . 185

Fredenhagen (C.)
Émissions des séries principales et effet Doppler des métaux alcalins pour les rayons canaux et [illegible] 115

G

Gargam de Montcetz (M. A.)
Sur une action photographique de la lumière infrarouge . 315

Gehlhoff (G.) :
Chutes de potentiel cathodiques et spectres de quelques gaz composés 119

[illegible]
[illegible] 51
[illegible]
[illegible] dans le spectre [illegible] 121
[illegible] 181
[illegible]
[illegible] Kissingen 20
[illegible]
[illegible] la matière . . 340
[illegible] 345
[illegible]
[illegible] de l'effet Zeeman longitudinal 22
[illegible] de l'effet Zeeman inverse longitudinal 54
Gerdien (H.) :
Recherches sur la radioactivité induite dans l'atmosphère 110
[illegible] :
Sur les premiers produits de la décomposition de l'actinium (émanium), une nouvelle émanation et la formation de l'hélium à partir de l'actinium . . 20
Préparation et propriétés du polonium 250
[illegible]
Sur le lithium contenu dans les minéraux radioactifs. 19
Sur le lithium dans les minéraux radioactifs. 33
[illegible]
Décomposition dissymétrique de la raie jaune de mercure 5790 dans le champ magnétique . . . 178
[illegible]
Sur la teneur de l'air du sol en émanations radioactives 155
[illegible]
Recherches sur l'effet photoélectrique dans des liquides colorants 374
Goldstein (E.
Sur le groupe des rayons canaux 180
Sur les doubles spectres de lignes des éléments chimiques 255
Gramont (A. de) :
Sur la photographie spectrale des minéraux dans les différentes régions du spectre : galène et argyrite. 58
Grau (A.), et Russ (F.) :
Différence de potentiel entre électrodes métalliques dans l'arc à courant continu 61
[illegible]
[illegible] 216
[illegible]
Nouvelle pompe à mercure 52
[illegible]
[illegible] très résistants aux [illegible] 124
[illegible]
Nouveau quantitomètre pour rayons X. 51
Guye (C. E.) et Zebrikoff (I.) :
[illegible] de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques. 65
[illegible]
[illegible] 109
[illegible]
[illegible] . . . . . [illegible]
[illegible]
[illegible] 177
[illegible]
Sur les agrégations moléculaires produites dans les [illegible] 517

H

Hadamard (J.
Sur l'interprétation théorique des raies spectrales. . 27
Hahn (Otto
Sur la substance mère du radium. 20
Nomenclature dans la série du thorium. Un produit intermédiaire de courte existence entre le mésothorium et le radiothorium. 152
Hahn (O. et Lise Meitner :
Absorption des rayons β de quelques éléments radioactifs. 215
L'actinium C, nouveau produit à courte durée de l'actinium 344
Sur les rayons β de l'actinium 345
Ham (R.
Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X. 222
Hans Zickendraht :
Recherches sur la fluorescence de la vapeur de sodium 349
Hemsalech (M. G.-A.) :
Sur l'existence et l'origine des harmoniques dans l'étincelle de self-induction. 320
Hemsalech (G. A.) et Watteville (C. de) :
Sur les spectres de flamme obtenus par voie électrique. 65
Étude spectroscopique des flammes de diverses natures. 219
Sur les spectres de flamme du fer. 220
Sur le spectre du fer observé dans la flamme du chalumeau oxhydrique. 254
Henriot (E.) :
Sur la condensation des émanations radioactives 41
Hermann (Kurt
Réfraction et dispersion de l'hélium 185
Herwey (J.
Abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons cathodiques 60
Hinrichsen (F. W.)
Leçons sur l'atomisme chimique 385
Hirsch (R. v.) et Soddy (F.
Un gaz produit par les électrodes d'aluminium . . . 64
Hoeller (Victor
Recherches sur le spectre du baryum du côté des grandes longueurs d'onde 315
Horton :
Le spectre de la décharge d'une cathode de chaux incandescente dans la vapeur de mercure 311
Houston (Robert A.) :
Nouveau spectrophotomètre du type Hüfner . . . 125
Hull (W. B.
Observations sur la structure de l'arc 376
Humphreys (W. J.
La particule lumineuse considérée comme un aimant puissant et le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression 179
Note sur la différence entre les spectres de l'arc à l'anode et à la cathode 180
Hurmuzescu (M.
Électromètres et électroscopes à compensation 331

I

Ives (James E.) et Clyde Gowdy (Robert E.
Sur l'absorption des ondes électriques de courte longueur d'onde par l'air à différentes pressions . . . 184

J

Jaffé (G.) :
Sur l'ionisation des diélectriques liquides par les rayons du radium 12

Jentzsch (F.) :
Radioactivité des sources de Kissingen . . . 110
Jessup (A. C. et A. E.) :
L'évolution et la dévolution des éléments . . . 111
Joly (J.) :
La radioactivité de l'eau de la mer . . . 154
Sur la teneur en radium des sédiments du fond de la mer . . . 307

K

Kahler (K.) :
Enregistrement de l'électricité dans les précipitations atmosphériques . . . 191
Kaufmann (Hugo) :
Théorie électronique et valence chimique . . . 185
Kaye (G. W. G.) :
L'absorption sélective des rayons Röntgen . . . 27
Kayser (H.) :
La constance des longueurs d'onde des raies spectrales . . . 185
Kent (Norton A.) et Avery (Alfred H.) :
Longueurs d'onde exactes des raies λ 3900 et 3913 dans les spectres d'arc et d'étincelle du titane . . . 186
Klon (Frederick Mac.) :
La variation diurne de l'ionisation spontanée de l'air dans des récipients métalliques clos . . . 62
Kiebitz :
Recherches sur les oscillations électriques non amorties . . . 315
Kinoshita (S.) :
Condensation des émanations de l'actinium et du thorium . . . 345
Kleeman (R. D.) :
Sur les rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ . . . 25
Sur les différents types de rayons γ du radium et les rayons secondaires γ qu'ils produisent . . . 172
Kleiathy (M. Eugen) :
L'action magnétique des rayons cathodiques . . . 181
Koch (John) :
Sur la longueur d'onde des rayons restants du gypse . . . 350
Kœnigsberger (J.) et Disch (J.) :
Détermination de la variation du coefficient de l'équation de Fourier et application expérimentale à la conductibilité des isolants . . . 31
Koller (M.) :
Détermination du coefficient de solubilité de l'émanation du radium dans différentes solutions . . . 20
Kolacek (Franz) :
Sur la théorie des équations de l'électromagnétisme dans les milieux en mouvement . . . 27
Konen :
Notes sur la fluorescence du verre sous l'influence des rayons cathodiques . . . 188
Kowalski (J. de) :
Théorie de la luminescence . . . 28
Sur la phosphorescence à basse température . . . 29
Kowalski (J. de) et Garnier (C.) :
Sur l'optimum de phosphorescence . . . 28
Kunz (Jakob) :
Une distance limite pour laquelle les rayons positifs perdent leur pouvoir de produire la phosphorescence . . . 23
Sur les rayons cathodiques et les rayons canaux émis par les cathodes creuses . . . 375
Kurz (Karl) :
L'effet des substances radioactives de l'atmosphère sur les résultats des mesures d'électricité atmosphérique . . . 111
Détermination quantitative de la teneur de l'atmosphère en substances radioactives . . . 252

L

Laby (T.-H.) :
La sursaturation et la condensation en brouillard de certaines vapeurs organiques . . . 352
Ladenburg (E.) :
Effets photoélectriques . . . 61
Ladenburg (E.) et Markau (K.) :
Sur la vitesse initiale des électrons dans l'effet photoélectrique . . . 375
Landau (St.) :
Mesures de polarisation rotatoire magnétique dans l'ultraviolet . . . 282
Langevin (P.) :
Sur la recombinaison des ions dans les diélectriques . . . 189
Lasarell (P.) :
Sur la décoloration des couleurs organiques par la lumière visible . . . 59
Lattes (Ch.) :
Contribution à l'étude du rayonnement du polonium . . . 97
Laub (J.) :
Sur l'optique des corps en mouvement . . . 185
Rayons secondaires des rayons Röntgen . . . 309
Laue (M.) :
Le phénomène de Zeemann et le deuxième principe de la thermodynamique . . . 375
Lefedinski et Makarewski :
Détermination de la résistance de l'étincelle par l'emploi d'une résistance équivalente . . . 61
Legrady (Elisabeth) :
Sur le phénomène appelé rayons de Moser . . . 185
Lehmann (H.) :
Sur le procédé direct de photographie des couleurs par les procédés Lippmann et Lumière . . . 32
Annuaire pour 1908, publié par le bureau des longitudes . . . 32
Leithauser (G.) et Pohl (R.) :
De l'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau . . . 317
Lennan (J. C. Mc) :
Sur la radioactivité du plomb et des autres métaux . . . 51
Sur la radioactivité des sels de potassium . . . 142
Remarques sur la radioactivité des métaux communs et la radiation pénétrante issue du sol . . . 251
Sur la radioactivité du potassium et d'autres métaux alcalins . . . 252
Lennan (J.-C. Mc) et Kennedy (W.-J.) :
Sur la radioactivité du potassium et des autres métaux alcalins . . . 348
Levi-Civita (T.) :
Sur la masse électromagnétique . . . 21
Levin (M.) :
Le rayonnement de l'uranium X . . . 366
Levin (M.) et Ruer (R.) :
Action des sels de potassium sur la plaque photographique . . . 177
Lodge (Oliver) :
L'éther de l'espace . . . 244
Lohmann (M.) :
Phénomène de Zeeman pour les raies de l'hélium . . . 112
Lohmann (W.) :
Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman . . . 178
Lo Surdo (A.) :
Sur la radiation nocturne . . . 320
Lougouinine (W.) et Schukarew (A.) :
Méthodes de calorimétrie usitées au laboratoire thermique de l'Université de Moscou . . . 191
Ludwig Geiger :
Sur les phénomènes connexes de l'effet Zeemann inverse longitudinal . . . 54

LUMMER (OTTO) :
[illegible] 224
[illegible]
[illegible] de Jeans-Lorentz 254
LUTZ (C. W.) :
[illegible] . 95
LYMAN (THÉODORE) :
[illegible] 57
[illegible] de très courte [illegible] 312
[illegible] pour la lumière de [illegible] . . 312
Relation entre la lumière de très courte longueur [illegible] dans les tubes à vide . . 379

M

[illegible]
[illegible] 255
[illegible]
[illegible] de la flamme. . 318
[illegible]
[illegible] 384
MAGRI (L.) :
Stratifications dans l'étincelle électrique 61
[illegible]
[illegible] 378
MAINVILLE (O.) :
[illegible] théorie et leur rôle dans l'hypothèse de la constitution de [illegible] 128
MAKOWER (W.) :
[illegible] particules β émises par le radium . . . 367
MALCLES (LOUIS) :
Sur les diélectriques liquides 115
MANDELSTAM (L.) :
[illegible] de la dispersion . 185
MARCKWALD :
[illegible] 250
[illegible]
[illegible] 96
[illegible]
La quantité d'électricité à laquelle donne passage [illegible] 60
[illegible]
[illegible] pour le dépôt de la radioactivité induite sous l'effet de l'effluve électrique 152
[illegible]
[illegible] 185
[illegible] 378
[illegible]
Note préliminaire sur un nouvel élément présent dans [illegible] 381
[illegible]
[illegible] 64
[illegible]
[illegible] 58
MEYER (EDGAR) et REGENER (ERICH) :
[illegible] 150
MICHELSON (W. A.) :
[illegible] . . . 126
[illegible]
[illegible] 158
MOORE (B. B.) :
Sur la loi de décroissance de l'émanation du radium en dissolution dans l'eau 161
MOORE (B.) :
Recherche sur les constituants denses de l'atmosphère. 348
MOORE (B. E.) :
Sur la séparation magnétique des lignes du Barium, de l'Yttrium, du Zirconium et de l'Osmium . 380
MORSE (L. B.) :
Réflexion sélective des sels d'acide carbonique et d'autres acides oxygénés 59
MOULIN (M.) :
L'ionisation des gaz par les rayons α et l'hypothèse de la recombinaison initiale . . . 136
MOULIN (M.) et BEAUDOUIN (CH.) :
Condensateur pour mesures électrostatiques. 145
MULLER (I.) :
Influence du métal des électrodes sur le potentiel disruptif avec étincelle d'induction . 60
MULLER-POUILLET :
Traité de Physique et de Météorologie. 385
MUNOZ DEL CASTILLO (J.) :
Note sur la radioactivité de la source Lerez . . . 20

N

NAMIAS (R.) :
Traité théorique et pratique de chimie photographique 128
NASINI (R.) et LEVI (M. G.) :
Sur l'ozonisation de l'air par l'émanation des sels de radium 308
NATANSON (L.) :
Sur la théorie électromagnétique de la dispersion et de l'extinction dans les corps gazeux. . . 27
NUTTING (P.-G.) :
Les intensités relatives des spectres de lignes 380

O

OCCHIALINI (A.) :
Ionisation par les métaux incandescents . 50
L'étincelle entre électrodes incandescentes. 60
OLMSTEDT (CHARLES M.) :
Comparaison de certaines bandes du spectre des taches solaires et du spectre d'un arc au calcium dans une atmosphère d'hydrogène. 187
OTTO FISCHER :
Sur les spectres discontinus de luminescence cathodique de certains composés aromatiques. 370

P

PAGINI (D.) :
Radioactivité induite de l'atmosphère dans le golfe de Gênes 110
Ionisation de l'air sur terre ferme et en mer . . 124
PARKINS (H.-A.) :
Curieux phénomènes d'ionisation dans un tube à vide 315
PARSONS (CHARLES A.) et CAMPBELL SWINTON (ALLAN A.) :
La transformation dans le vide du diamant en coke par les rayons cathodiques . 2[illegible]
[illegible]
[illegible] M. Stark 56
[illegible] 58
Contribution à l'étude des spectres de raies infrarouges. I. (Longueurs d'onde normales jusqu'à 27 000 A) 379
PROFESSEN (E. E.) :
L'influence de la structure moléculaire sur le frottement [illegible] 62

PEGRAM (G. B.) et WEIL (H.)
Chaleur développée dans une masse d'oxyde de thorium par suite de sa radioactivité. . 271

PELLAT (H.) :
Cours d'électricité 127

PERKINS (P.-B.)
Détermination du poids moléculaire de l'émanation du radium par comparaison de son coefficient de diffusion avec celui de la vapeur de mercure . . 217

PERKINS (HENRY A.)
Effet de redressement dans un tube à vide . 222

PERRIN (JEAN) :
L'agitation moléculaire et le mouvement brownien . 346

PFLEGER (A.) :
Les lois du rayonnement et la répartition des intensités dans le spectre de l'arc au mercure 341

PHROL (C. A.) :
Recherches sur la thermoluminescence. — Variations de la décroissance de la phosphorescence de la blende de Sidot produites par la température. . 188

PLANCK (M.) :
A propos de la théorie de la dispersion 287

PLEFGER (A.) :
Absorption dans des gaz luminescents . 28

POHL (ROBERT) :
La formation de bulles gazeuses dans les parois de tubes à vide chauffés. 125
La décomposition de l'ammoniaque par l'effluve considérée comme réaction monomoléculaire 316

POLLOCK (J.-A.) et RANCLAUD (A.-B.-B.) :
Décharge de l'électricité par le charbon incandescent. 374

PONCHON (M.) :
Sur les conductibilités des solutions de sels dans les acides 167

POOLE (H.-H.) :
Effet calorifique de la pechblende 367

POLTER (ALFRED W.) :
Sur l'effet de la position du réseau ou du prisme sur le pouvoir résolvant d'un spectroscope. . . . 319

PRINGSHEIM (P.) :
Expériences sur le potentiel minimum de l'argielle et ses variations avec la température 50

R

RAMSAY (W.)
Les gaz radioactifs (émanations) appartiennent-ils aux séries de l'argon ? 367

RAMSAY (WILLIAM) et CAMERON (ALLAN)
Le lithium dans les minerais actifs 96

RAUSCH VON TRAUBENBERG (H.)
Sur quelques phénomènes présentés par les gaz qui ont été exposés à l'étincelle ou à l'arc 376

REBOUL (G.) :
Applications de la théorie cinétique des métaux. 129

REGENER (ERICH) :
Observation d'une fluorescence à caractère scintillatoire produite par les rayons β. 307
Sur une méthode de numération des particules α par la scintillation, et sur la grandeur de la quantité élémentaire d'électricité . . . 130

RICHARDSON (O. W.)
Théorie du déplacement des raies spectrales produit par la pression 22

RICHARDSON et BROWN :
L'énergie cinétique des ions négatifs émis par les métaux chauffés. 255
L'énergie cinétique des électrons négatifs émis par les corps chauds. 351

RIECKE (E.)
Représentation dans le plan des raies spectrales et nouvelle série du potassium découverte par Rydberg. 184

RIES (CH.)
Sensibilité du sélénium et du tellure . . . 127
Propriétés contraires du sélénium . . . 256

RIGHI (A.)
Vues nouvelles sur la structure moléculaire de la matière . 57
Existence probable d'une nouvelle espèce de rayons lumineux magnétiques durant la décharge dans un champ magnétique 181
La moderne teoria del fenomeno fisico (Radioattività, Ioni, Elettroni). — Les théories modernes des phénomènes physiques (Radioactivité, ions, électrons) . — Die moderne Theorie der physikal. Erscheinungen (Radioaktivität, Ionen, Elektronen) 352
Il moto dei ioni nelle Scariche Elettriche . . 352
Sur quelques phénomènes dus aux rencontres entre électrons, atomes et molécules 376

RITZ (W.)
Champs magnétiques atomiques et séries spectrales . 114
Sur les spectres des métaux alcalins (à propos du travail de C. Runge) 187
Nouvelle loi des séries spectrales. 310

RODRIGUEZ MOURELO (M. JOSÉ) :
Changements de couleur du sulfure de calcium sous l'action de la lumière. 121

ROSSELTVEDT (N.) :
Nouvelle machine à influence à multiplicateur 320

ROSSI (P.) :
Radioactivité de la colline vésuvienne 51

ROTHÉ (E.) :
Influence de la pression sur l'ionisation des gaz 325

ROYDS (T.) :
La constitution de l'étincelle électrique. . . . 375

RUBENS (H.) et LADENBURG (ERICH) :
Sur le phénomène photo-électrique pour des feuilles d'or minces 158

RUNGE (C.) :
Sur le spectre des métaux alcalins 59

RUSS :
Flamme de paraffine et flamme de phosphore dans le champ électrique. 122

RUSS (SIDNEY)
La distribution dans les champs électriques des dépôts actifs du radium, du thorium et de l'actinium . 152
Sur la charge électrique du dépôt actif de l'actinium 250

RUTHERFORD (E.)
La production et l'origine du radium 55
Sur le spectre de l'émanation du radium . . . 345
Expériences avec l'émanation du radium. — Le volume de l'émanation 345
Scintillations du sulfure de zinc 382

RUTHERFORD (E.) et ROYDS (T.) :
Spectre de l'émanation du radium 200

RUTHERFORD (E.) et GEIGER (H.)
Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives 257
La charge et la nature des particules α . . . 265

S

SADZEWICZ (Mme MARIE)
Sur la fatigue photoélectrique des plaques métalliques. 61

SAVOIE (M.-G.) :
Remarques sur une communication récente de M. A. Righi 377

SAYLES (LEO)
Recherches sur la diffusion des ions gazeux. 321

Sagnac (G.) et Lemoine (Ed.)
Sur quelques méditations qui produisent le dédoublement de la courbe de désactivation de la radioactivité induite 55
Du fait des écrans en toile métallique sur le rayonnement secondaire de l'activité induite 55

Sagnac (G.), Bull (C. L.) et Michel (J.) :
Sur la radioactivité des eaux de Lavey les Bains. . . 110

Satterly John :
La quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère. 547

Scheel (K.) et Schmidt (R.) :
Sur l'indice de réfraction de l'hélium 185

Schincaglia (L.) :
Expérience avec les radiations invisibles de la décharge explosive dans l'air. 315

Schlenck (H.) et Moore (B.)
Anomalies dans la radioactivité de quelques sels d'uranium. 52

Schmidt (H. Willy)
Sur la décomposition des radium B et C à haute température. 107
Sur l'activation de l'électrode centrale d'un condensateur cylindrique renfermant de l'émanation du radium 108
Réflexion et absorption des rayons β 118
Sur la répartition du rayonnement des corps radioactifs à propos du travail de M. H. Greinacher . . 507

Schmidt (G. C.) :
La loi des transformations par échelons et la radioactivité . . . 178

Schmidt (H. W.) et German (P.)
Sur la question de l'influence de la température sur les transformations radioactives 567

Schott (G. A.)
Rayonnement de groupes d'électrons. 21
La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques. 111
Influence de discontinuités sur le mouvement des électrons 154
A propos de l'explication des raies spectrales. . 154

Schuster (Arthur) :
La variation diurne du magnétisme terrestre. . . 125

Schweidler (E. v.) :
Sur les anomalies des diélectriques 25

Seitz (M.)
Sur les rayons Röntgen et la loi d'absorption de Röntgen. 578

Sem Sealand :
Sur l'action photographique des métaux et du peroxyde d'hydrogène 550

Serviss (B.) :
Le gradient de température à l'intérieur des métaux. 54

Shishow (D.) :
Variation diurne du gradient atmosphérique 221

Sidot (Théodore)
La relation entre l'uranium et le radium 548
Essai pour décider la production d'hélium par les éléments radioactifs primaires 548
La production de l'hélium et de l'uranium . 361

Simon (H. T.) et Mouton (H.)
La décharge électrique dans les gaz monoatomiques 117

Stark (J.) :
Quelques remarques d'énergie, modèle de l'électricité positive 21
Les [illegible] et [illegible] de la série spectrale 22
Effet Doppler des rayons canaux et la théorie de l'émission 55
Remarques à propos de la communication de M. Pasquinelli : Effet Doppler des rayons canaux . . 56
Remarques à propos de la série spectrale du hélium 57
Sur les spectres de rayons. Effet Doppler des rayons canaux 286

La théorie de la valence fondée sur l'atomisme électrique. 312
Nouvelles observations sur les rayons canaux en relation avec la théorie du rayonnement de Planck. 568

Stark (J.) et Steubing (W.) :
Sur la distribution de l'intensité dans le spectre des rayons canaux dans l'hydrogène. 286
Fluorescence et effet photo-électrique des substances organiques. 312
Nouvelles observations sur la fluorescence de substances organiques 382

Starke (H.) :
Recherches sur les rayons secondaires du radium. 55

Stebbins (Joel) :
La sensibilité des cellules de sélénium en fonction de la couleur. 256

Stebbins (J.) et Brown (C.) :
Photomètre à sélénium pour l'étude de la luminosité de la lune. 65

Stephenson (Andrew) :
Sur la phosphorescence mécanique 188

Steubing (Walter) :
Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or. 254

Stewart (G.-W.) :
Une forme satisfaisante de grande résistance 320

Stroobant (P.) :
Les progrès de la photographie astronomique. . . . 192

Strong (W. W.)
Le rayonnement très pénétrant 110

Strutt (R. J.) :
Note sur l'association de l'hélium et du thorium dans les minéraux. 100
Hélium et radioactivité dans les minéraux rares et communs 202

Szilard (B.) :
Étude sur le Radioplomb. 1
Beitrage zur allgemeinen kolloidchemie. (Contribution à la chimie générale des colloïdes). 192

T

Thomson (J. J.) :
Sur la théorie de la rotation du plan de polarisation par les solutions 59
Sur les indications fournies par les récentes recherches en électricité au sujet de la relation entre la matière et l'éther 145
Sur l'ionisation des gaz par la lumière ultra-violette et sur la preuve d'une structure de la lumière fournie par ses propriétés électriques 158
Sur la vitesse des rayons cathodiques secondaires qui prennent naissance dans les gaz. 276
La nature des rayons γ. 500

Thorpe (T. E.) :
Sur le poids atomique du radium 175

Thullier (J.)
Sur les phénomènes du diamagnétisme et la théorie des électrons 27

Tissot (C.) et Pellin (P.)
Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents 52

Toepler (Max)
Décharges superficielles 61
Décharges superficielles. Nouvelle communication 61

Townsend (John S.)
Les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz 155

Trabacchi (G. C.)
La dispersion électrique dans un souterrain ferme 155

Travelli (A. P. H.)
Contribution à la connaissance du phénomène de solarisation, et d'autres propriétés de l'image latente 514

Trouton (F. V.) et Rankine (A. O.) :
Sur la résistance électrique de la matière en mouvement 218

Trowbridge (John) :
Phosphorescence produite par les rayons canaux . . 187
L'application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes à rayons X 188

U

Urbain (M. G.) :
Un nouvel élément : le lutécium résultant du dédoublement de l'ytterbium de Marignac 58
Sur la nature de quelques éléments et méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes 121
Sur le spectre d'étincelle ultra-violet du dysprosium et sur les propriétés magnétiques remarquables de cet élément 254

V

Villard (P.) :
Sur la lumière positive et le passage de l'électricité dans les gaz 336
Les rayons cathodiques 384
Les rayons cathodiques et l'aurore boréale 377

Voigt (W.) :
Remarques sur des expériences récentes de magneto-optique 114
A propos des dissymétries du triplet de Zeeman . 283
Observations de K. Honda sur la polarisation rotatoire naturelle et magnétique dans les cristaux 349
Magneto und Elektro-optik 385

Voigt (W.), Kinoshita (S.) :
Mesures absolues de coefficients d'aimantation, en particulier pour des cristaux 31

W

Waals Jr. (J. D. van der) :
La self-induction d'après la théorie des électrons . 281

Wallace (J.) :
Études sur la sensitométrie 65
Sur la sensibilité des plaques photographiques à différentes températures . . 381

Walter (B.) :
Sur le spectre de bandes de la fluorine . . . 187

Walter (B.) et Pohl (R.) :
A propos de la diffraction des rayons Röntgen . 184

Warburg (E.) :
Quelques remarques sur les actions photo-chimiques 187

Weigert (Fritz) :
Actions chimiques de la lumière (II). — Sensibilisation photo-chimique des réactions gazeuses et théorie de l'action catalytique de la lumière . . . 58

Westphal (W.) :
Mesures de potentiel dans l'espace cathodique obscur de tubes à cathodes d'oxydes incandescents 373

Wherry (E. P.) :
Minéraux radioactifs trouvés en Pensylvanie . 51

Wien (W.) :
Sur les rayons positifs 368

Wilde (H.) :
Sur le poids atomique du radium . 107

Williams (S. R.) :
Étude de la dispersion dans les milieux fortement absorbants à l'aide des spectres cannelés 313

Wilson (H. A.) :
L'effet de l'hydrogène sur l'émission d'électricité négative par le platine chaud . 220

Wood (R. W.) :
Sur l'existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium 113
Dispersion rotatoire magnétique anomale du néodyme. 114
Optique physique 159
Une théorie simple des maxima secondaires des spectres des réseaux 186
Le spectre de résonnance de la vapeur de sodium . 287
Sur l'émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents 348

Wood (R.-W.) :
Émission de lumière polarisée par un gaz fluorescent 372
La fluorescence polarisée de vapeurs métalliques et la couronne solaire 372

Wulf (M. Th.) :
Un nouvel appareil enregistreur de la chute de potentiel dans l'atmosphère 170

Z

Zeeman (P.) :
Les intensités des composantes des raies spectrales séparées par le champ magnétique . 49
Séparation magnétique des raies spectrales et champ magnétique 93
Observation de la séparation magnétique des raies spectrales au moyen de la méthode de Fabry et Pérot 178
Nouvelles observations sur les triplets asymétriques . 283
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne d'un triplet 284
Changement de longueur d'onde de la raie moyenne des triplets 285
Recherche spectroscopique des champs magnétiques sur le soleil 372

Zeleny (John) :
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointes de différentes dimensions . . . 60
La décharge de l'électricité par les conducteurs en forme de pointe 190

FIN DU TOME V.

65576. — PARIS. IMPRIMERIE GÉNÉRALE LAHURE
9, RUE DE FLEURUS, 9

STARK (J.) et STEELING (W.).
Nouvelles observations sur la [illegible] des substances organiques . . . 782
VILLARD (P.).
Les rayons cathodiques . . . 784
Les rayons cathodiques [illegible] . . . 777
VOIGT (WALDEMAR) :
Magneto und Elektrooptik . . . 785
WALLACE (ROBERT JOHN).
Sur la sensibilité des plaques photographiques aux basses températures . . . 781
WESTPHAL (W.) :
Mesures de potentiel dans l'espace cathodique [illegible] de tubes à cathodes d'oxyde incandescent . . . 775
WIEN (W.) :
Sur les rayons positifs . . . 768
WOOD (R.-W.).
Émission de lumière polarisée par un gaz fluorescent . . . 772
La fluorescence polarisée de vapeurs métalliques et la couronne solaire . . . 772
ZEEMAN (P.) :
Recherche spectroscopique des champs magnétiques sur le soleil . . . 772

Ouvrages reçus

Les ouvrages adressés à la Rédaction sont signalés sous cette rubrique, indépendamment des analyses dont ils peuvent être l'objet.

Aktinium C, ein neues Kurzlebiges Produkt des Aktiniums. — O. HAHN et L. MEITNER (Extrait du *Physik. Zeitschr.*).

Bulletin de l'Union des Physiciens (Association des professeurs de Sciences physiques, chimiques et naturelles des Lycées et Collèges de France).

Beiträge zur Kenntnis der Luminiszenz. — J. DE KOWALSKI (Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences de Cracovie*).

On the elliptic polarization of light transmitted through an absorbing naturally-active medium. — L. NATANSON (Mémoires présentés à l'*Académie des Sciences de Cracovie*).

Memorie della R. Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna (VI, 4, 1907).

Traité de Mathématiques Générales. — E. FABRY, 1909 (A. Hermann, éditeur, Paris).

Rendiconto delle Sessioni della R. Accademia delle Scienze dell'Istituto di Bologna, 1907.

Die Elektrische Leitfähigkeit des Reinen Hexans. — GEORGE JAFFÉ (Johann Ambrosius Barth, Leipzig).

Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultra-violets d'étincelles oscillantes. — EUGÈNE NICOLAU (A. Hermann, Paris, 1908).

Ricerche sulla Conductibilita elettrica dell'aria. — G. BONACINI e L. NICOTRA, Modena, 1908.

Travaux du Laboratoire Central d'électricité (*Soc. Int. des Elec.*, août, sept., oct., 1908).

Jahrbuch für Photographie und Reproduktiontechnik für 1908. — JOSEF MARIA EDER (Wilhelm Knapp, éditeur, Halle a. S.).

Leçons sur l'atomistique chimique. — F.-W. HINRICHSEN (B. G. Teubner, Leipzig).

Massing of Spheres. — G.-J. STEVENS (Haslam et Co, London, 1908).

Potentialmessungen in dunklen Kathodenraum Glühender Oxydkathoden. — WILHELM WESTPHAL (*Ann. d. Phys.*, IV, 27, 1908, Johann Ambrosius Barth, Leipzig).

Annuaire de la télégraphie et téléphonie sans fil (Johann Ambrosius Barth, Leipziz, 1908).

Einfluss der Temperatur und des Aggregatzustandes auf die Absorptions spektra der Geschmolzenen Salze — (Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1908).

The theory of Light. A treatise of physical optics (Longmans, Green and Co, London, 1908).

The Radioactive Substances; their properties and behaviour — WALTER MAKOWER (Paul Kegan, French, Trubner et Co, 1908, London).

Dielektrische Untersuchungen an Glimmer — (Inaugural dissertation, Greifswald, 1908).

Cours pratique élémentaire d'electricité industrielle — (Henry Paulin et Cie, éditeurs, Paris, 1907).

Cet ouvrage est surtout adressé aux conducteurs des Ponts et Chaussées, agents techniques des télégraphes et des téléphones, ingénieurs de la marine marchande et de l'État, aux élèves des écoles professionnelles et des Arts et Métiers. L'auteur présente des leçons précises, tout en étant de ne pas être vulgarisateur, mais éducateur.

Sur les courants alternatifs. — (Nicolas Henry Paulin et Cie, éditeurs, Paris, 1907).

L'auteur présente les vingt leçons qu'il fait aux élèves de l'École nationale professionnelle d'Armentières. C'est l'étude du courant alternatif sans calcul. Des schémas très clairs facilitent cette étude difficile pour des jeunes gens ne possédant pas de connaissances mathématiques.

Deutsches Bäderbuch. publié par le Bureau d'hygiène de Berlin avec la collaboration d'un grand nombre de savants (L.-L. Weber, éditeur, Leipzig. Prix : 15 M.).

Ce très remarquable ouvrage constitue un guide scientifique officiel des sources minérales allemandes. Il a été rédigé par un grand nombre de spécialistes avec la collaboration du Bureau Impérial d'Hygiène de Berlin. Les bases en sont exclusivement scientifiques.

L'ouvrage débute par une série de monographies sur l'état actuel de la balnéologie au point de vue géologique, climatologique, radioactif, pharmacologique, clinique et climatothérapique.

Le professeur F. Himstedt a rédigé la note relative à la radioactivité. Le reste de l'ouvrage comprend les données caractéristiques sur toutes les eaux de sources minérales allemandes. Les principales données sont relatives à la densité, à la température, à la composition chimique des sels dissous et des gaz, à leur teneur en substances radioactives. Le tout est présenté sous une forme excessivement claire et est susceptible de rendre de remarquables services aux médecins qui [illegible] des propriétés physiques ou chimiques des eaux minérales.

L'ouvrage comprend en outre une série de planches hors texte [illegible] des sources et du [illegible] en Allemagne.

Notices

The Cambridge Scientific Instrument Co (Cambridge). Micromètres à microscope de précision. Chronographes pour laboratoire. Électromètre Dolezalek. Étalon normal Weston.

E. Leybold's Nachfolger. — Appareil pour la production [illegible] 0,00001 [illegible].

Siemens Schuckertwerke. — Pompes rotatives par la production [illegible] 1,5 [illegible].

Rousselle et Tournaire (Paris). — Instruments de mesure divers pour laboratoires. Voltmètres électrostatiques. Matériel complet pour la production des rayons X.

H. Zeller (Leipzig). — Appareils pour l'électrochimie et la [illegible].

J. Hicks (Londres). — Météorographe permettant d'étudier les [illegible] dans les [illegible] élevées. Comporte un barographe-hygrographe-thermographe.

APPAREILS POUR L'EMPLOI DES SELS DE RADIUM

Henri FARJAS

INGÉNIEUR CIVIL

[illegible], rue Vignon PARIS

Téléphone 124-03

[illegible]alogue est envoyé franco sur demande.

Le *Radium* s'emploie sous forme de sels : les uns sont solubles comme le chlorure et le bromure, les autres insolubles comme le sulfate et le carbonate. — Dans ces diverses combinaisons, c'est une matière pulvérulente qu'il est nécessaire de placer dans un appareil spécial pour que la substance active devienne facilement maniable.

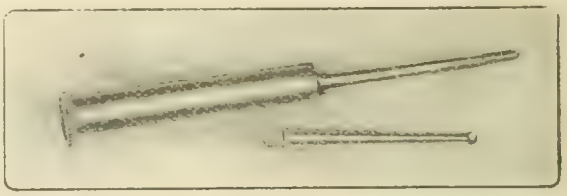
Ces appareils sont soit des tubes de verre mince scellés à la lampe, soit des capsules dont l'une des parois est formée par une matière absorbant peu le rayonnement, soit des appareils dans lesquels le sel de Radium est agglutiné à un vernis spécial qui résiste à la température de 300° et aux actions plus ou moins prolongées dans l'eau et les divers antiseptiques couramment employés dans la technique médicale (eau oxygénée, bichlorure de mercure, bisulfite de soude, permanganate de potassium, etc...).

[illegible]'indication, nous donnons ci-dessous quelques renseignements sur les appareils actuellement construits et qui sont en service dans les laboratoires scientifiques et les hôpitaux.

APPAREIL [illegible] ÉCRAN.

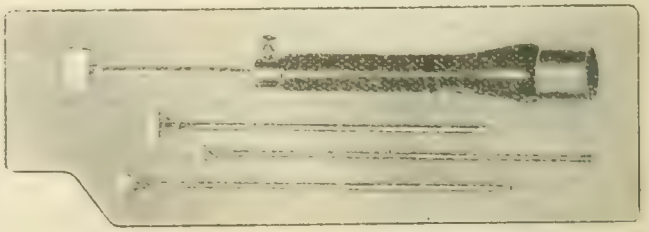
[illegible]e Radium est placé en R dans une coupelle en [illegible] couverte d'une lame mince de mica ou d'ébonite. [illegible] dans une forte boîte protectrice en [illegible]

[illegible] les usages médicaux et les recherches physiques.



APPAREIL CYLINDRIQUE ET SPHÉRIQUE.

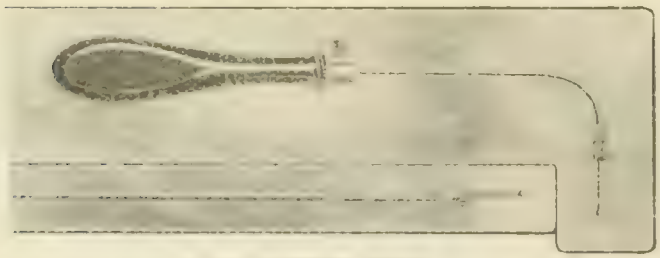
Le sel de Radium est fixé au moyen de vernis à l'extrémité de la tige sur une petite portion qui peut affecter soit une forme sphérique soit une forme cylindrique (Technique médicale, affections internes).



APPAREIL A PLATEAU ARTICULÉ.

Le Radium à l'état de sel insoluble est fixé au moyen d'un vernis spécial sur des plateaux de formes et de dimensions variées.

Employé en technique médicale (affections superficielles).



APPAREIL CYLINDRIQUE ARTICULÉ.

[illegible] que les appareils à vernis, la tige montée sur une genouillère [illegible] l'introduction dans les cavités et dans les [illegible]

REIL PRODUCTEUR D'ÉMANATION
LECTROSCOPE POUR L'ÉTUDE
RADIOACTIVITÉ DES MINÉRAUX

PRISE DE POTENTIEL
ÉCRANS PHOSPHORESCENTS
TISSUS RADIFÈRES